

Série A, N° 686

N° d'Ordre : 710

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR
LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PARIS
(Mention Sciences)

PAR

Jean MOREAU

1^{re} THÈSE. — Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence.
Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 8 juin 1955 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN,	<i>Président</i>
A. BERTHELOT	} <i>Examineurs</i>
Mme JOLIOT-CURIE	

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PARIS

(Mention Sciences)

PAR

Jean MOREAU

1^{re} THÈSE. — Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence.

Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 8 juin 1955 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN,	<i>Président</i>
A. BERTHELOT	} <i>Examineurs</i>
Mme JOLIOT-CURIE	

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1955



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	Max MORAND	Physique.
A. DENJOY T	Théorie des Fonctions.	SOLEILLET T	Physique.
L. LUTAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.	PORTIER T	Mécanique expérimentale des fluides.
E. DARMOIS T	Enseignement de Physique.	DANJON T	Astronomie.
R. LEVY T	Physiologie comparée.	FROMAGEOT T	Chimie biologique.
FOCH T	Mécanique physique et expérimentale.	LAPORTE T	Physique générale et Radioactivité.
PAUTHENIER T	Electrotechnique générale.	JANET T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
De BROGLIE T	Théories physiques.	PETIT T	Biologie maritime.
JOB T	Chimie générale.	QUENEY T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.
PRENANT T	Anatomie et Histologie comparées.	GALLIEN T	Biologie animale (P.C.B.)
GARNIER T	Géométrie supérieure.	EICHORN T	Biologie végétale (P.C.B.)
PERES T	Mécanique des fluides et applications.	De CUGNAC T	Biologie végétale (P.C.B.)
LAUGIER T	Physiologie générale.	Mlle CAUCHOIS T	Chimie - Physique.
M. CURIE T	Physique (P.C.B.).	THELLIER T	Physique du Globe.
VALIRON T	Calcul différentiel et calcul intégral.	AUDUBERT T	Electrochimie.
BARRABE T	Géologie structurale et géologie appliquée.	L'HERITIER T	Génétique.
G. DARMOIS T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	GRIVET T	Radio Electricité.
J. BOURCART T	Géographie physique et Géologie dynamique.	PONCIN T	Mécanique des fluides.
Mme JOLIOT-CURIE T	Physique générale et Radioactivité.	THIRY T	Mécanique appliquée.
PLANTFOL T	Botanique.	DUBREIL T	Arithmétique et théorie des nombres
CABANNES T	Recherches physiques.	QUELET T	Chimie organique
GRASSE T	Evolution des êtres organisés.	CAGNIARD T	Géophysique appliquée.
PREVOST T	Chimie organique.	CHAMPETIER T	Chim. macromoléc. .
BOULIGAND T	Application de l'analyse à la Géométrie.	CUVILLIER T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
CHAUDRON T	Chimie appliquée.	JUNG T	Pétrographie.
WYART T	Minéralogie.	TRILLAT T	Chimie physique.
TEISSIER T	Zoologie.	WIEMANN T	Chimie (P.C.B.)
MANGENOT T	Biologie végétale.	JACQUINOT T	Physique (P.C.B.)
P. AUGER T	Physique quantique et relativité.	VASSY T	Physique de l'atmosphère.
MONNIER	Physiologie générale.	DESTOUCHES T	Théories physiques.
PIVETEAU T	Géologie.	M. PRUVOST T	Géologie.
ROCARD T	Physique.	AMIEL T	Chimie (P.C.B.)
H. CARTAN T	Mathématiques (E.N. supérieure).	HOCART T	Minéralogie.
LAFFITTE T	Chimie générale.	J.P. MATHIEU T	Physique (P.C.B.)
FAVARD T	Mécanique générale.	COUTEAUX	Biologie animale (P.C.B.)
COULOMB T	Physique du Globe.	MAY	Biologie animale (P.C.B.)
Mlle COUSIN T	Biologie animale (P.C.B.)	CHOQUET T	Calcul différentiel.
CHRETIEN T	Chimie minérale.	FELDMANN	Biologie (P.C.B.)
P. DRACH T	Zoologie.	GUINIER T	Physique (P.C.B.)
KASTLER T	Physique.	JOST T	Biologie (P.C.B.)
EPHRUSSI T	Génétique.	FORTET	Calcul des probabilités.
WURMSER T	Biologie physico-chimique	SCHWARTZ T	Méthode mathématique de la Physique.
RIVIERE T	Géologie (P.C.B.).	CHOUARD T	Physiologie végétale.
GAUTHERET T	Biologie végétale (P.C.B.)	MALAVARD T	Aviation.
LUCAS T	Physique.	BRELOT T	Calcul différentiel.
A. THOMAS T	Biologie cellulaire.	NORMANT T	Chimie (P.C.B.)
ARNULF T	Optique appliquée.	BENARD	Chimie (P.C.B.)
		BUVAT	Botanique (E.N.S.)
		DUGUE	Statistique mathématique.
		GELOSO	Chimie (P.C.B.)
		SOULAIRAC	Psychophysiologie.
		ULRICH	Physiologie végétale.
		MARECHAL	Optique théorie et appliquée.

Secrétaire général Ch. MONIER



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547110_0022

INTRODUCTION

Après la mise en évidence par CHADWICK [1] de la nature continue de l'émission β et les premiers travaux de FERMI [2], le développement des méthodes d'étude précise des formes de spectres d'émission s'imposait. On peut en effet déduire, de la forme d'un spectre complexe, les énergies et intensités des spectres partiels ; la forme d'un spectre simple donne, d'autre part, des renseignements sur la variation des moments angulaires et sur les changements de parité entre les niveaux initial et final de la transition.

L'obtention de tels résultats, pour un grand nombre de radioéléments, doit contribuer à l'établissement de théories sur la structure nucléaire.

Parmi les nombreuses méthodes d'étude de spectres dont on dispose actuellement : absorption, chambre de Wilson, compteur proportionnel, compteur à scintillations, la méthode de déviation des particules β par les champs magnétique ou électrique est la plus précise et peut être appliquée dans la plupart des cas ; les appareils qui donnent la mesure de l'impulsion des particules sont appelés spectromètre β magnétiques ou spectromètres β électrostatiques.

La méthode par spectrométrie magnétique exige cependant des sources plus intenses que les autres méthodes puisqu'en un temps donné, on ne détecte que les particules β qui ont une impulsion comprise entre deux valeurs assez proches ; les sources intenses dont on dispose maintenant permettent un large emploi de ces appareils.

Les spectromètres conçus pour l'étude des spectres β permettent également l'étude du rayonnement γ , soit par l'effet de conversion interne, soit indirectement par les effets Compton, photoélectrique et de création de paires.

L'analyse de FERMI [2] étant imprécise, les spectromètres classiques ne permettent pas de trouver les spectres partiels de très faible intensité, dont on peut prévoir l'existence théoriquement. Ces spectres partiels aboutissent à différents états excités qui, avec l'état fondamental, donnent lieu à l'émission d'un rayonnement de désexcitation ; lorsque la période de désexcitation est courte, on peut ne détecter que les particules β qui sont suivies par un rayonnement de désexcitation : c'est la méthode de spectrométrie en coïncidence qui exige des spectromètres très lumineux, des détecteurs très rapides et des temps de résolution de coïncidence extrêmement courts.

Le travail que nous présentons comprend les points suivants :

- L'étude et la réalisation d'un spectromètre β solénoïdal. C'est un appareil particulièrement destiné à l'étude des formes de spectres. Ne contenant pas de fer, sa luminosité est rigoureusement constante. Il est, d'autre part, d'assez grandes dimensions et permet d'utiliser des sources de densité superficielle assez faible. C'est également un appareil de bonne précision pour la détermination de l'énergie maximum des spectres.

- L'étude et la réalisation d'un appareil essentiellement destiné à la recherche des schémas de désintégration par des méthodes de coïncidence, c'est un double spectromètre β à secteurs. Il permet les coïncidences entre particules chargées et rayonnement γ ($\beta\gamma$), ($e^-\gamma$) et également entre deux particules chargées (e^-e^-), (βe^-).

Dans le but d'apporter des renseignements sur les moments angulaires des niveaux, ce spectromètre a été adapté à l'étude des corrélations angulaires $\beta\gamma$ et peut l'être à celle des corrélations angulaires entre deux particules chargées.

Ces spectromètres ont déjà été utilisés pour un certain nombre de travaux ; parmi ceux-ci, nous citerons, à titre d'exemples d'applications, les études faites sur $^{76}_{33}\text{As}$ (26 h).

Enfin, nous avons appliqué les méthodes d'analyse par spectrométrie simple et par spectrométrie en coïncidence, à l'étude des rayonnements des radioéléments suivants :

$^{122}_{51}\text{Sb}$	(2,8 j)	$^{124}_{51}\text{Sb}$	(60 j)	$^{125}_{51}\text{Sb}$	(2,7 ans)
------------------------	---------	------------------------	--------	------------------------	-----------

Nous exposons les résultats obtenus.

L'ensemble de ce travail a été effectué au Service de Physique nucléaire. Je tiens à exprimer tous mes remerciements à M. A. BERTHELOT, Chef de ce Service, pour m'avoir confié les études relatives aux spectromètres β et pour l'intérêt qu'il a porté aux réalisations et aux expériences.

Je remercie MM. R. BALLINI et E. COTTON qui m'ont aidé de leurs conseils au cours de ce travail. Je remercie également M. P. FIEHRER et ses collaborateurs qui ont mis au point un appareillage électronique délicat sans lequel les possibilités des spectromètres auraient été très limitées.

Je remercie, en particulier, M. P. BRETONNEAU pour la collaboration que nous avons eue dans l'étude et la réalisation du premier appareil.

Je suis heureux aussi de remercier M. P. PRUGNE et ses collaborateurs du Groupe des Techniques nucléaires pour l'intérêt qu'ils ont montré à résoudre les problèmes qui se sont présentés au cours de la réalisation et pour la patience qu'ils ont apportée à la préparation des sources minces. Mes remerciements vont aussi à M. B. PIERRE, pour sa collaboration continue et le soin qu'il a montré dans la construction des appareils.

Je remercie encore les membres des Services de Mécanique et les membres du Service de Documentation et de Chimie du Centre d'Etudes nucléaires qui m'ont aidé dans ce travail.

Je remercie enfin M. Francis PERRIN, Haut Commissaire à l'Energie atomique, qui m'a donné la possibilité de présenter ce travail.

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES SUR LA FOCALISATION

DANS UN CHAMP MAGNETIQUE UNIFORME

INTRODUCTION -

Pour l'étude précise des rayonnements peu intenses, nous avons choisi le spectromètre hélicoïdal à champ magnétique uniforme. Les raisons de ce choix sont les suivantes : les performances du type de focalisation utilisé sont bonnes, on peut le constater dans plusieurs études comparatives publiées (PERSICO et GEOFFRION [3], HUBERT [4]). La recherche des meilleures conditions d'utilisation est aisée puisqu'on peut calculer les trajectoires.

Nous présentons d'abord un rappel de la théorie de la focalisation en champ magnétique uniforme pour une source ponctuelle et pour une source étendue. Dans un second chapitre, après la description de l'appareil, nous le comparerons aux autres réalisations.

THEORIE DE LA FOCALISATION EN CHAMP MAGNETIQUE UNIFORME -

A - SOURCE PONCTUELLE -

Soit un point source, émetteur isotrope de particules chargées, dans un champ magnétique uniforme : les particules suivront des trajectoires hélicoïdales.

En coordonnées cylindriques, l'équation d'une trajectoire sera :

$$\left. \begin{aligned} r &= D \sin \alpha \sin \Psi \\ \Psi &= \frac{Z}{D \cos \alpha} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

(coordonnées r, Z, Ψ , l'axe des Z étant parallèle au champ magnétique) ;

$$D = \frac{2 p}{e H}$$

a une signification physique simple : c'est le diamètre du cercle que décrit la particule dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

$$p = \frac{m_0 \gamma}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

est la quantité de mouvement relativiste de la particule ;

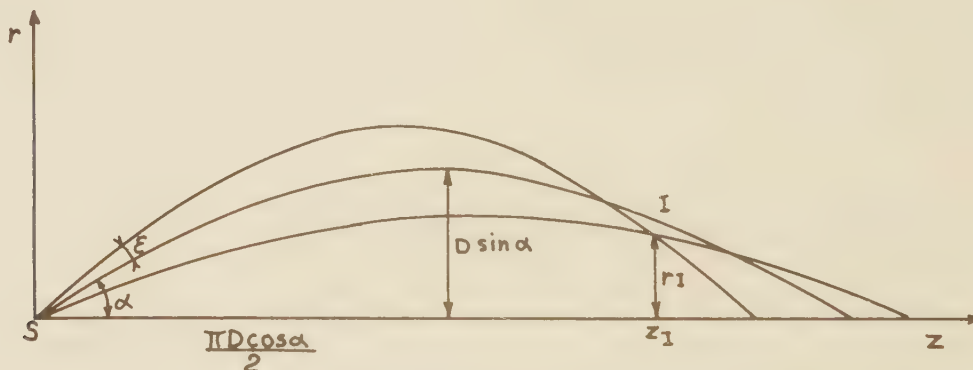
e la charge de la particule ;

H la valeur du champ magnétique ;

α l'angle entre la direction d'émission de la particule et le champ au point source.

Lorsque l'angle Ψ varie, les trajectoires hélicoïdales correspondant à une même valeur de α engendrent une surface de révolution dont la méridienne est une sinusoïde d'amplitude $D \sin \alpha$; l'abscisse du premier maximum est égale à $\frac{\pi D \cos \alpha}{2}$.

Sur la figure 1, nous avons représenté trois sinusoïdes relatives à des trajectoires correspondant aux angles d'émission $\alpha - \epsilon$, α , et $\alpha + \epsilon$.



- Fig. 1 -

Trajectoire et focalisation annulaire (représentation dans un plan méridien)

Il existe un plan perpendiculaire à l'axe des Z pour lequel $\frac{\partial r}{\partial \alpha} = 0$. Soit Z_I l'abscisse de ce plan déterminé par les équations suivantes :

$$\frac{\operatorname{tg} \Psi_I}{\Psi_I} = \operatorname{tg}^2 \alpha$$

$$\frac{Z_I}{D \cos \alpha} = \Psi_I$$

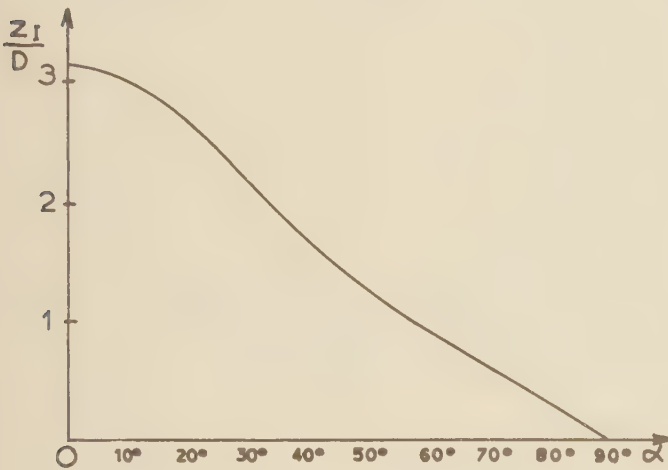
$$r_I = D \sin \alpha \sin \Psi_I$$

Le faisceau de trajectoires de particules dont les directions initiales

sont comprises entre $\alpha - \varepsilon$ et $\alpha + \varepsilon$ aura donc en I une épaisseur minimum que nous calculerons par la formule de Taylor en nous limitant au second ordre

$$\Delta r_a = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial \alpha^2} \right)_I \varepsilon^2 = \frac{1}{2} \frac{D \sin \Psi}{\sin \alpha} \left(3 + \frac{Z_I^2}{D^2} \tan^4 \alpha \right) \varepsilon^2 \quad (3)$$

Cet anneau de moindre épaisseur sera appelé anneau de focalisation. Nous avons représenté, sur la figure 2, $\frac{Z_I}{D}$ qui donne l'abscisse du plan de l'anneau de focalisation, en fonction de l'angle α d'émission.



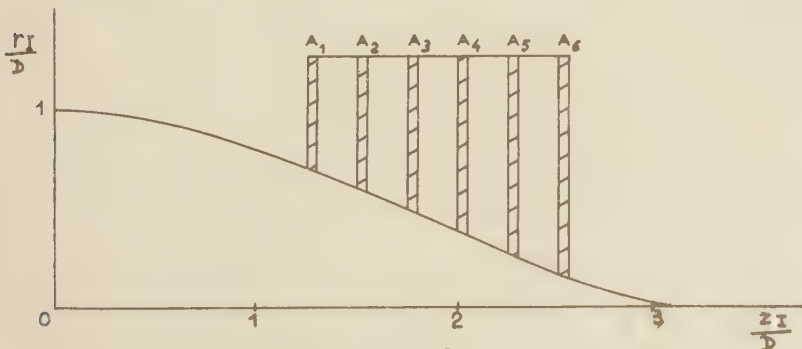
- Fig. 2 -

$\frac{Z_I}{D}$ fonction de α

Lorsque α varie, l'anneau de focalisation engendre la surface caustique, dont nous avons représenté (fig.3) la section par un plan méridien.

r_I et Z_I sont tous les deux proportionnels à $D = \frac{2p}{eH}$. Si l'on a la surface caustique relative à une particule de quantité de mouvement p , on obtiendra la surface caustique relative à une particule de quantité de mouvement p' en faisant une homothétie par rapport au point source de rapport $\frac{p'}{p} = \frac{D'}{D}$.

Toutes les trajectoires de particules de quantité de mouvement p sont tangentes à une surface caustique, les trajectoires de particules de quantité de mouvement $p' > p$ couperont donc cette surface caustique ; si nous plaçons une infinité de diaphragmes (type A_1 , fig.3) sur l'extérieur de la surface caustique, les particules de quantité de mouvement $p' > p$ heurteront un de ces diaphragmes.



- Fig. 3 -

$\frac{r_I}{D}$ en fonction de $\frac{Z_I}{D}$

Il est donc possible d'arrêter toutes les particules de quantité de mouvement $p' > p$ et cela quel que soit leur angle d'émission. Avec un récepteur convenable, on pourrait compter toutes les particules de quantité de mouvement comprise entre zéro et p dont la direction d'émission

serait comprise dans un angle solide égal à 2π stéradians (pour $0 < \alpha < 90^\circ$) :

cette propriété est assez difficile à utiliser, car il faudrait un récepteur de grandes dimensions et, d'autre part, il faudrait différencier la courbe des taux de comptage pour obtenir le spectre β .

Pour avoir directement le spectre β , nous allons chercher à ne recevoir sur le récepteur que les particules dont les quantités de mouvement seront comprises entre $p - \Delta p$ et p .

La trajectoire de la particule de quantité de mouvement $p - \Delta p$ coupera le plan d'abscisse Z_I à une distance $r - \Delta r$. En nous limitant au premier terme du développement :

$$\begin{aligned}\Delta r &= \frac{\partial r}{\partial D} \Delta D \\ \Delta r &= \frac{\sin \Psi}{\sin \alpha} \Delta D \\ \Delta D &= \frac{2 \Delta p}{e H}\end{aligned}\quad (4)$$

Dans le plan Z_I , nous placerons un diaphragme intérieur de rayon $r - \Delta r_a$; des équations (3) et (4), on obtient la relation suivante entre ΔD et ε

$$\begin{aligned}\Delta r &= \Delta r_a \\ \frac{\partial r}{\partial D} \Delta D &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 r}{\partial \alpha^2} \varepsilon^2\end{aligned}\quad (5)$$

Soit

$$\frac{\sin \Psi}{\sin \alpha} \Delta D = \frac{1}{2} \frac{D \sin \Psi}{\sin \alpha} \left(3 + \frac{Z_I^2}{D^2} \operatorname{tg}^4 \alpha \right) \varepsilon^2$$

Les particules dont les directions d'émission seront dans l'angle solide $4 \pi \varepsilon \sin \alpha$ passeront par l'anneau de focalisation et atteindront le récepteur. On adopte, en général, pour expression de la luminosité ω , le rapport de l'angle solide $4 \pi \varepsilon \sin \alpha$ à l'angle solide total 4π

$$\omega = \varepsilon \sin \alpha \quad (6)$$

Pour l'étude théorique, on définit le pouvoir séparateur η par le rapport $\frac{\Delta p}{p}$

$$\eta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta D}{D}$$

d'après les équations (5) on obtient ω en fonction de η

$$\omega = \sin \alpha \sqrt{\frac{2}{3 + \frac{Z_I^2}{D^2} \operatorname{tg}^4 \alpha}} \sqrt{\eta}$$

soit
$$\omega = f(\alpha) \eta^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Pour un pouvoir séparateur η donné, la luminosité ω doit être maximum. Le maximum de $f(\alpha)$ est obtenu pour $\alpha = 45^\circ 37'$. C'est l'angle optimum pour le cas de la source ponctuelle.

Sur la figure 4, nous avons représenté la luminosité ω en fonction du pouvoir séparateur η .



- Fig. 4 -

Courbe de résolution théorique
pour un point source

B - SOURCE ETENDUE -

Pour obtenir des spectres β qui ne présentent pas de distorsion, il est nécessaire que les particules β ne perdent pas une partie de leur énergie dans la source elle-même, elle devra donc avoir une masse superficielle très faible. Puisqu'il existe des radioisotopes dont l'activité spécifique est faible, il faudra réaliser des sources étendues : nous allons voir ce que deviennent les résultats précédents dans ce cas.

Admettons que l'intensité d'émission est uniforme (quel que soit le point de la source considérée) et que l'émission est isotrope.

Toutes les particules d'énergie donnée dont la direction d'émission est comprise entre $\alpha - \varepsilon$ et $\alpha + \varepsilon$ ne parviendront pas au récepteur ; seules, les particules parties d'une aire S' passeront les diaphragmes. Nous définissons, pour la source étendue, une luminosité Ω par l'intégrale suivante :

$$\Omega = \int_{\alpha - \varepsilon}^{\alpha + \varepsilon} \frac{\sin u}{2} g(uS) du$$

où

$$g(uS) = \frac{S'}{S}$$

S' est une fonction de u

Le rapport $\frac{\Omega}{\omega}$ est, en général, inférieur à 1.

Le calcul de Ω peut se faire par intégration graphique, en fonction du rayon a de la source et du demi-angle d'ouverture ε .

Le nombre de particules atteignant le récepteur est proportionnel à Ω et à la surface de la source πa^2 , soit :

$$L = \pi a^2 \Omega$$

Il faut obtenir L maximum pour un pouvoir séparateur donné ; PERSICO [3] admet que Ω ne dépend pas du rayon de la source et qu'il est seulement proportionnel à $\varepsilon \sin \alpha$: il trouve $a = 2 \Delta r_a$.

Nous avons fait le calcul par intégration graphique pour $a = \Delta r_a$ et nous trouvons un angle α optimum d'environ 42° .

Dans un but de comparaison des propriétés des spectromètres, nous admettons que le choix de a par rapport à Δr_a ne dépend pas de ε ; L est alors proportionnel à $\eta \frac{5}{2}$, comme Δr_a est proportionnel à D , L est proportionnel à D^2 . On prend cependant, en général, dans l'expression de comparaison, la distance ℓ entre source et récepteur, qui est directement proportionnelle à D . L s'écrit sous la forme suivante :

$$L = \Phi \ell^2 \eta^{\frac{5}{2}}$$

où Φ est un facteur de proportionnalité qui doit être le plus élevé possible ; c'est par sa valeur que nous pouvons comparer les différents types de spectromètres (chap. II).

Cependant, L fonction de α a une dérivée seconde assez faible au voisinage du maximum ; il est donc possible, sans diminuer considérablement L , d'utiliser un angle plus faible ; il est, en effet, plus économique d'utiliser un solénoïde de rapport diamètre sur longueur plus petit, les dispositifs employés pour maintenir le champ uniforme aux extrémités exigeant, dans ce cas, une partie plus faible de l'énergie totale.

Pour cette raison, nous avons choisi un angle moyen d'ouverture de $29^\circ 30'$ inférieur à l'angle optimum.

CHAPITRE II

REALISATION D'UN SPECTROMETRE A CHAMP MAGNETIQUE UNIFORME

DESCRIPTION DE L'APPAREIL -

Le spectromètre se compose de trois parties essentielles : le solénoïde créant le champ magnétique nécessaire à la focalisation des particules, la chambre du spectromètre dans laquelle les particules décrivent leurs trajectoires et, enfin, le récepteur qui les détecte. Les matériaux entrant dans la construction de toutes ces pièces (laiton, duralumin) ont une susceptibilité magnétique inférieure à 10^{-4} unité c g s e m ; nous avons pris cette précaution pour obtenir un champ uniforme et conserver sa proportionnalité à l'intensité du courant.

A - LE SOLENOIDE -

Le champ magnétique uniforme est créé par un solénoïde ; le support de la bobine est un cylindre de laiton de 1 600 mm de long et 500 mm de diamètre réalisé à l'aide d'une planche de laiton roulée puis soudée suivant une génératrice ; deux flasques carrés sont soudés aux deux extrémités de ce cylindre ; sur ces flasques est fixé le support mobile de tout l'appareil.

Sur ce cylindre, on a enroulé cinq couches de 152 spires chacune, le conducteur étant un tube de cuivre rouge de section carrée de 10 mm de côté extérieur et de 8 mm de côté intérieur.

Des bobines de correction de 50 spires faites du même conducteur ont été placées aux extrémités pour assurer l'uniformité du champ sur l'ensemble de la trajectoire.

Nous avons utilisé, pour réaliser le bobinage, du tube à section carrée, car il permet de diminuer le coefficient de foisonnement.

Le poids total de cuivre utilisé est de 600 kg. La longueur totale de l'enroulement est de 1 400 m.

Les cinq couches du conducteur du bobinage principal et des bobines de correction sont montées en série, la résistance totale est de $0,55 \Omega$. Le bobinage est alimenté par un groupe convertisseur pouvant fournir 200 A sous 100 V. On fait varier l'intensité du courant en faisant varier la tension aux bornes de la dynamo. Le champ peut ainsi varier de 0 à 1 200 Oe.

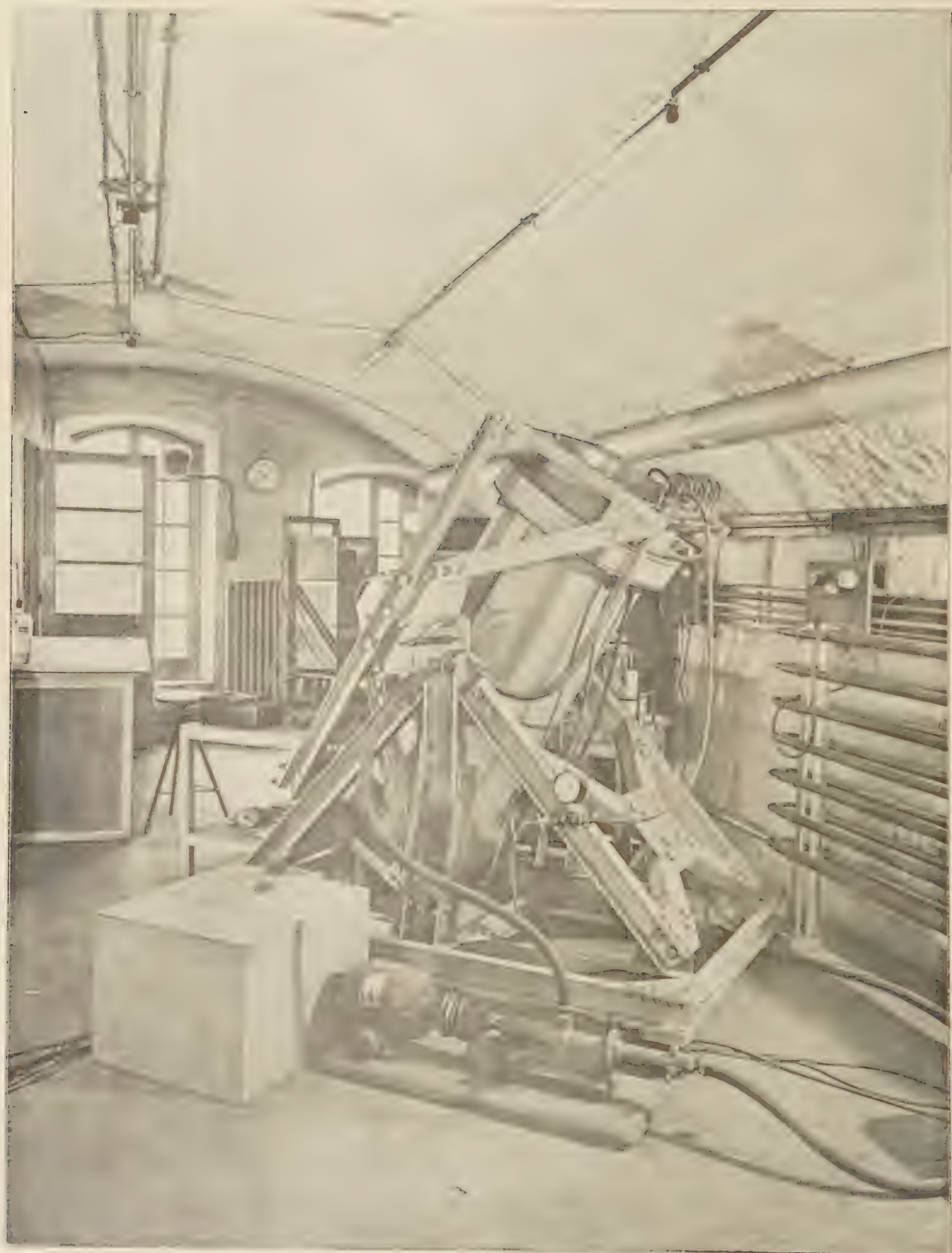


Photo n° 1 -
Vue générale de l'installation

La composante du champ parallèle à l'axe du spectromètre est uniforme à mieux de 1 pour cent sur une trajectoire moyenne ; cette uniformité a été contrôlée avec une bobine exploratrice montée en opposition avec une bobine fixe placée à la position de la source ; de cette façon, on a pu déterminer la position convenable à donner aux bobines de correction : elles doivent être placées à 150 mm des extrémités de la bobine principale.

Le refroidissement de la bobine est assuré par une circulation d'eau sous pression à travers le conducteur ; les cinq couches du bobinage principal et des bobines correctrices sont montées en parallèle afin d'assurer un débit suffisant : la pression est de 4 kg/cm^2 . Le circuit de refroidissement comprend une pompe centrifuge, un échangeur et un réservoir. Ce dispositif permet de n'avoir qu'une augmentation moyenne de la température du cuivre de 10°C pour une puissance fournie de 15 kW. Une charpente métallique en duralumin maintient le solénoïde à l'aide de deux tourillons sur un affût également en duralumin. Ceci permet d'amener l'axe du spectromètre dans la direction du champ magnétique terrestre.

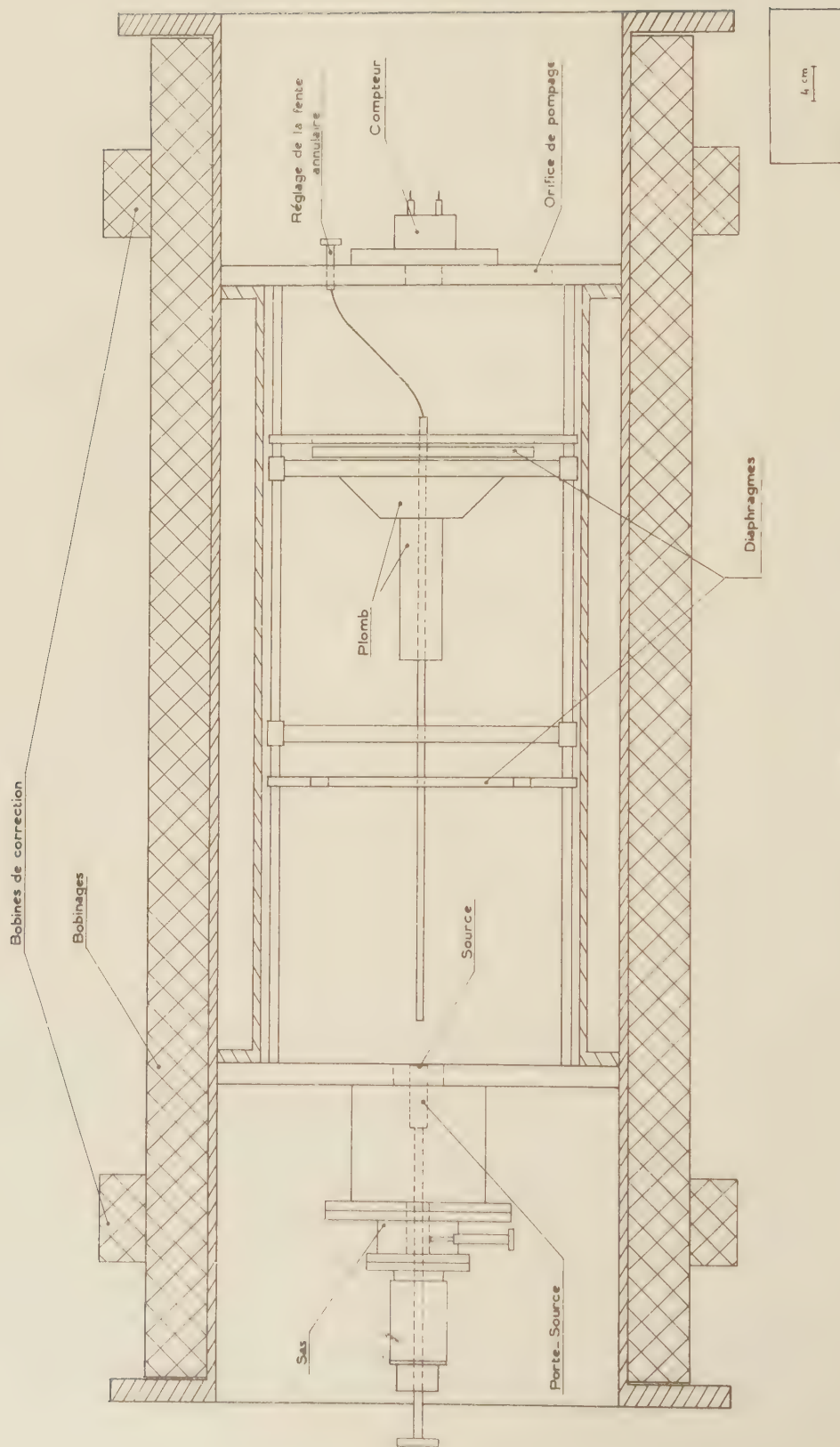
B - LA CHAMBRE DU SPECTROMETRE -

La chambre du spectromètre est un cylindre de laiton de 995 mm de longueur et de 428 mm de diamètre, fermé par deux flasques et introduit à l'intérieur du solénoïde. Les axes mécaniques de la chambre et du solénoïde ont entre eux un faux parallélisme de 17/100 de millimètre sur toute la longueur de ce dernier. Le vide dans la chambre est réalisé par une pompe à palette (C.G.R. type B.L.14) et une pompe secondaire à diffusion d'huile (type C.E.A. débit 100 l/s). Ce dispositif permet de maintenir un vide dynamique de quelques 10^{-5} mm de hauteur de mercure.

A l'intérieur de la chambre, un dispositif mécanique supporte les diaphragmes et une masse de plomb protège le récepteur du rayonnement γ direct de la source. Quatre diaphragmes d'ouverture et de focalisation sont aussi fixés sur ce support : ces diaphragmes sont des disques en duralumin de 10 mm d'épaisseur. Le diaphragme interne de focalisation peut se déplacer sur l'axe et sa position détermine le pouvoir séparateur qu'on peut ainsi faire varier sans ouvrir la chambre. Sur l'un des flasques de la chambre est fixé un sas qui permet d'introduire la source en maintenant le vide dans la chambre.

C - LE RECEPTEUR -

A l'autre extrémité de la chambre se trouve le récepteur. C'est un compteur Geiger-Müller dont la fenêtre d'entrée est située dans le plan image de la source. C'est un compteur de forme torique. L'anode est une spire de fil de tungstène de 1/10 de millimètre de diamètre. La fenêtre d'entrée d'un diamètre



- Fig. 5 -

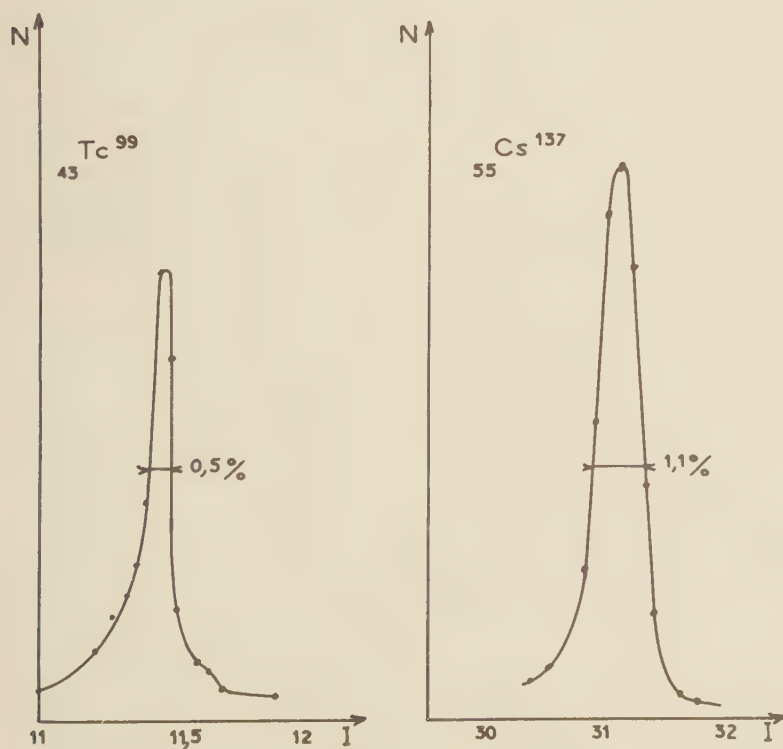
de 45 mm est constituée par une feuille de formvar de $0,2 \text{ mg/cm}^2$, soutenue par une grille métallique de 4 mm de maille. La pente du compteur est de 5 pour cent et son mouvement propre, en l'absence de source, est de 22 coups/mn. La tension est fournie au compteur par une haute tension stabilisée (type C.E.A.). Le comptage est effectué par une échelle de 100 (type C.E.A.).

D - ETALONNAGE - RESOLUTION -

Les positions et les cotes des diaphragmes de la figure sont calculées pour une valeur de D égale à 360 mm. D est une constante de l'appareil, nous ne modifions pas la position des diaphragmes ; pour obtenir la focalisation de particules de quantités de mouvement variant de zéro à p, il suffit de faire varier le champ magnétique de zéro à $H = \frac{eD}{2p}$.

Pour connaître la quantité de mouvement p, il faut déterminer H, mais il faut aussi supposer que le champ est rigoureusement uniforme ; cette mesure absolue

de la quantité de mouvement a déjà été faite pour certaines raies de conversion interne et en utilisant des spectromètres semi-circulaires.



- Fig. 6 -
Courbes de résolution

Pour un spectromètre à solénoïde, cette détermination absolue serait trop peu précise : nous avons préféré utiliser, pour l'étalonnage, la raie F du thorium B dont l'énergie a été déjà déterminée avec soin [5].

La raie F du thorium B est une raie d'électrons de conversion interne; en faisant varier le champ magnétique, nous obtenons la courbe de résolution.

Le pouvoir séparateur trouvé correspond à la valeur calculée, ce qui prouve que l'anneau de focalisation se trouve bien à la position prévue.

Nous avons étudié aussi quelques raies de la chaîne thorium (B + C + C'') à basse énergie et nous trouvons un pouvoir séparateur identique. Il semble donc que le vide soit suffisamment bon, même pour des raies de faible énergie (24,5 keV) [6].

Nous avons étudié également les raies de conversion interne du γ de ^{198}Au dont l'énergie est bien déterminée (DUMOND) [7]. Nous trouvons, en admettant l'éta-lonnage correct sur la raie F du thorium B : 412 ± 1 keV. La valeur donnée par DUMOND est de 411,7 keV. C'est une confirmation de la proportionnalité du champ magnétique à l'intensité du courant.

En étudiant les spectres β , nous avons vu apparaître une distorsion aux basses énergies ; elle était due principalement à une réflexion des particules sur les parois de la chambre et du sas. Cette distorsion fut fortement diminuée en plaçant près de la source des diaphragmes annulaires : avec cette modifica-tion, l'appareil a été utilisé pour diverses études de radioactivité.

CONCLUSION -

Le coefficient $\Phi = \frac{\eta - \frac{5}{2} L}{\rho^2}$ qui a été défini au chapitre I, atteint,

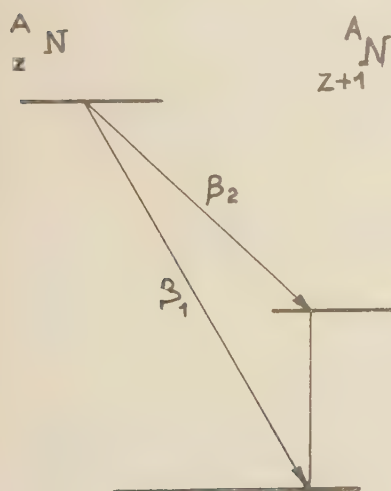
dans les meilleures conditions, une valeur voisine de 250 ; cette limite est bien supérieure à celle qu'on peut atteindre avec des lentilles minces ; cet ordre de grandeur peut être obtenu cependant avec les spectromètres à double lentille (type AGNEW [8]).

CHAPITRE III

SPECTROMETRIE EN COINCIDENCE

Une transition β peut aboutir à différents niveaux excités, ces niveaux se désexcitant par émission de rayonnement γ ou d'électron de conversion interne. Cette désexcitation suivant les lois statistiques de radioactivité se produit avec une certaine période qui, très souvent, selon la nature de la transition, est extrêmement courte.

Considérons le schéma de désintégration de la figure 7, chaque noyau radioactif A_ZN a une certaine probabilité P_1 de donner le noyau ${}^A_{Z+1}N$ dans l'état fondamental, il a aussi une probabilité P_2 de donner le même noyau dans l'état excité. Il peut arriver, dans certains cas, qu'une transition ait une probabilité très faible par rapport à l'autre, l'une d'elles, par exemple, étant interdite (chap.VII). Si la transition la moins probable est aussi la plus énergétique, il est possible,



- Fig. 7 -

en principe, avec les spectromètres usuels, de déceler cette transition peu intense : il suffit d'utiliser une source très intense et un détecteur ayant un faible "bruit de fond" (qui devra, en outre, être suffisamment protégé du rayonnement γ direct de la source). Il arrive cependant, même dans les meilleurs spectromètres, que le détecteur enregistre des particules qui n'ont pas l'impulsion correspondant à la valeur du champ magnétique de focalisation. Ces particules ne suivent évidemment pas les trajectoires calculées, elles arrivent au détecteur par des réflexions sur les parois de la chambre. De plus, le détecteur peut enregistrer des rayons γ diffusés par la matière environnante.

Les particules qui arrivent au détecteur après réflexion sur les parois, n'ont évidemment pas la même énergie que les particules qui parviennent en suivant les trajectoires calculées. La différence d'énergie pouvant être considérable, il apparaît intéressant d'utiliser un détecteur qui mesure l'énergie de la particule. Ces détecteurs, qui se sont développés récemment, utilisent le phénomène de scintillation et l'amplification par un photomultiplicateur. Nous allons voir déjà qu'un tel détecteur impose au spectromètre une condition difficile à remplir. Néanmoins, on a réalisé de tels appareils et les résultats obtenus ont été excel-

lents puisqu'on a pu déceler des transitions dont le rapport des probabilités était de l'ordre de 10^{-4} .

Mais, lorsque la transition la moins probable est aussi la moins énergétique, le problème est beaucoup plus complexe et on ne dispose, pour déterminer le spectre le moins énergétique, que de l'analyse de FERMI (chap.VII) qui peut devenir très imprécise dans le cas où la différence d'énergie des deux transitions est faible ; d'autre part, l'analyse n'est possible qu'en assimilant la forme du premier spectre à une forme théorique connue, ce qui est toujours une hypothèse. Le second spectre étant obtenu par différence, toutes les causes de déformation du spectre expérimental affecteront les déterminations d'énergie et d'intensité.

La désexcitation électromagnétique peut se faire selon trois processus :

- 1°) par émission de rayonnement γ ;
- 2°) par émission d'un électron de conversion interne ;
- 3°) par création interne de paires.

Les coïncidences auront donc lieu entre une particule β et l'un des trois phénomènes précédents : à chacun de ces phénomènes est associée une certaine probabilité P_γ , probabilité de désexcitation par rayonnement γ et P_K, P_L , etc., probabilités de désexcitation par émission d'un électron de conversion interne des couches K, L, etc.... La probabilité de désexcitation par création interne de paires restant très faible dans le domaine d'énergie des désexcitations de niveaux obtenus par radioactivité β , nous ne considérons pas ce phénomène dans les expériences de coïncidence.

Le coefficient de conversion total α est le rapport $\frac{P_K + P_L + \dots}{P_\gamma}$; selon

sa valeur, il conviendra de détecter en coïncidence le rayonnement γ ou un électron de conversion interne.

L'énergie de la particule β est définie par le spectromètre, mais le second événement (e^- ou γ) peut être détecté avec sélection d'énergie ou sans sélection d'énergie.

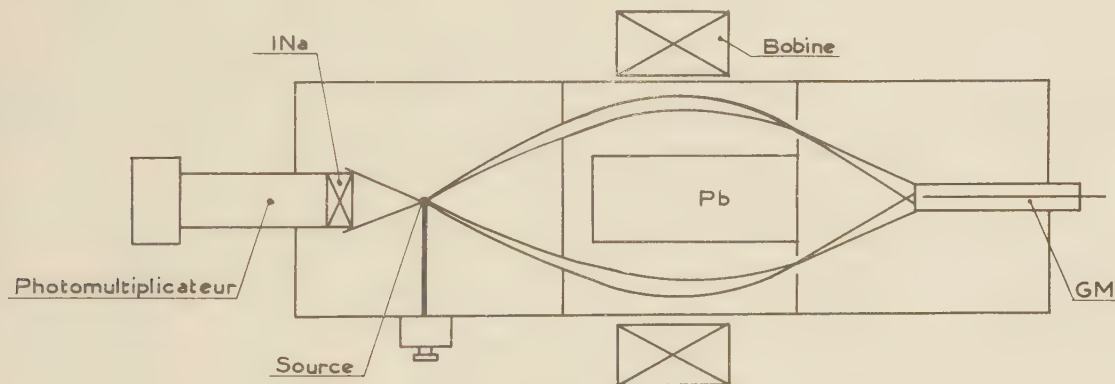
Pour la détection des électrons de conversion (coïncidence βe^-) sans sélection d'énergie, il suffit d'approcher, le plus près possible de la source, un compteur Geiger-Müller. Pour obtenir une sélection grossière d'énergie, on peut employer un détecteur à scintillations, mais si l'on veut une bonne sélection, on est obligé d'employer un autre spectromètre.

Pour la détection du rayonnement γ en coïncidence (coïncidence $\beta\gamma$), on utilise toujours les détecteurs à scintillations qui donnent une certaine sélection d'énergie et sont beaucoup plus efficaces que les compteurs G.M. Si l'on

veut, dans le cas des coïncidences $\beta\gamma$, obtenir une bonne sélection en énergie pour la détection du rayonnement γ , il faut aussi employer un autre spectromètre et utiliser le phénomène d'effet photoélectrique ; néanmoins, la faible probabilité de ce phénomène ne permet d'appliquer cette méthode que dans très peu de circonstances ; très souvent, on devra employer le détecteur à scintillations.

Nous ne décrivons pas les détecteurs à scintillations, nous rappellerons seulement que tous les photomultiplicateurs sont perturbés par les champs magnétiques, même faibles. Il faut donc éviter que le photomultiplicateur se trouve à proximité de la source s'il règne en ce point un champ magnétique.

Dans ces expériences de coïncidence, il importe surtout d'utiliser un spectromètre très lumineux : dans les appareils récents les plus lumineux, le champ magnétique a une distribution qui s'approche de la forme théorique calculée par GLASER pour laquelle la source et le détecteur sont situés dans un domaine de champ magnétique intense, c'est-à-dire que ces spectromètres (réalisation d'AGNEW [8]) sont les plus défavorables pour l'utilisation en coïncidence.



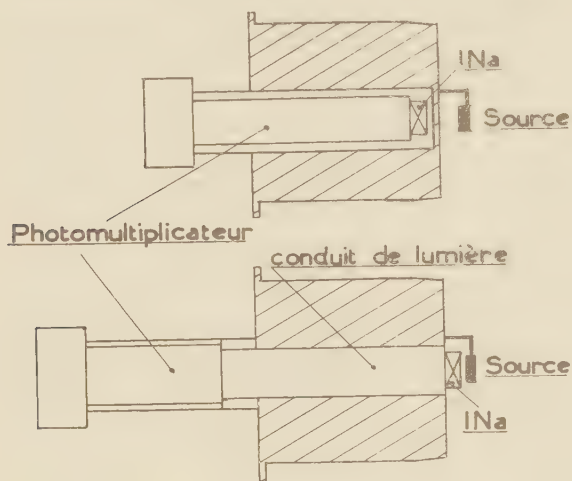
- Fig. 8 -
Coïncidence $\beta\gamma$ avec lentille mince

Il existe pourtant une possibilité d'employer de tels spectromètres, c'est d'éloigner suffisamment le photomultiplicateur de la source pour qu'il se trouve dans une région où l'on pourra compenser le champ résiduel : ceci peut se faire à l'aide d'un conduit de lumière entre le cristal et le photomultiplicateur, mais cette transmission a toujours lieu avec perte.

La première solution proposée fut l'adaptation d'un scintillateur à une lentille mince : dans celle-ci, le champ magnétique est en effet faible à la source, et peut être compensé. Mais la lentille mince a une faible luminosité (M. DEUTSCH [9]) et, d'autre part, il n'est pas possible de placer le cristal scintillateur immédiatement derrière la source, car une grande partie des particules β serait rétrodiffusée par ce cristal et aucun diaphragme ne pourrait les arrêter : ceci aboutirait à une déformation du spectre en coïncidence.

Une autre solution consiste à utiliser un spectromètre à image intermédiaire (type SLATIS et SIEGBAHN [10]) qui a une luminosité exceptionnelle 8 pour cent. La source est également dans un domaine de champ intense, mais il est possible, soit de placer le cristal dans la masse polaire, soit d'utiliser un conduit

dont la longueur nécessaire est relativement faible et ne diminue pas sensiblement les qualités de l'ensemble du spectromètre à scintillations. Il faut constater tout de même que le spectre γ apparaît assez déformé par la proximité de la masse polaire.



- Fig. 9 -

Le détecteur sont situés dans un domaine de champ magnétique très faible et assez loin de toute masse métallique. La luminosité est de 6 pour cent dans notre réalisation et le pouvoir séparateur peut varier dans d'assez larges limites (2 à 7 pour cent).

Nous allons exposer une théorie assez sommaire de ce type de focalisation et décrire l'appareil réalisé.

Nous avons cherché à réaliser un "spectromètre à coïncidence" qui ne présente pas les défauts énoncés précédemment : nous avons choisi un spectromètre du même type que celui proposé par KOFOED-HANSEN [11], mais avec deux secteurs seulement. Dans cet appareil, la source et le dé-

CHAPITRE IV

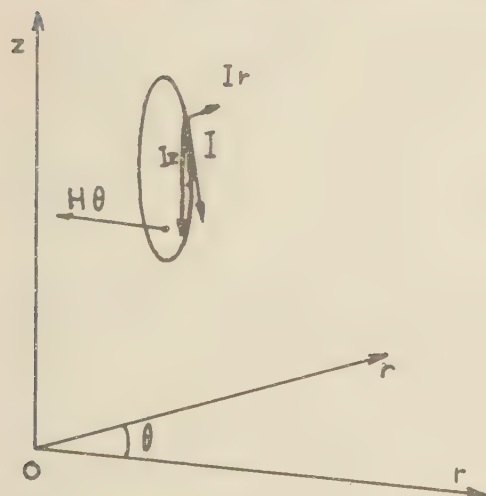
SPECTROMETRE A SECTEUR MAGNETIQUE (CHAMP en $\frac{1}{r}$)

INTRODUCTION -

Nous allons d'abord rappeler la forme des trajectoires dans le champ magnétique proposé, puis nous rechercherons les conditions de focalisation, ce qui permettra de déterminer le profil des pièces polaires. Nous calculerons ensuite la dispersion et la comparerons à celle du spectromètre semi-circulaire.

CHAMP MAGNETIQUE - TRAJECTOIRES -

Nous utiliserons au cours de cet exposé les coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Soit une courbe C plane et fermée, de forme quelconque ; elle engendre, en tournant autour de l'axe z, une surface toroïdale.



- Fig. 10 -

Si C est parcouru par un courant $\frac{I}{n}$, on peut considérer la surface comme formée de n spires parcourues chacune par le courant $\frac{I}{n}$. Le courant circulant dans la surface entière sera I, les composantes I_r et I_z ne seront pas nulles, mais la composante I_θ sera nulle partout.

Le théorème d'Ampère appliqué à ce cas permet de montrer que le champ magnétique sera nul en tous points extérieurs à la surface engendrée, il permet aussi de déterminer la valeur du champ magnétique pour tous points intérieurs

à la surface $H_\theta = \frac{2I}{r}$ $H_z = 0$ $H_r = 0$.

H_θ est la seule composante non nulle et elle ne dépend que de la distance du point considéré à l'axe des Z. La valeur du champ magnétique est inversement proportionnelle à la distance à l'axe (champ en $\frac{1}{r}$). Il faut cependant remarquer que, dans ce cas, c'est la composante H_θ qui varie comme la fonction $\frac{1}{r}$; dans différents types de spectromètres, on utilise au contraire une composante H_z à laquelle on impose de varier comme la fonction $\frac{1}{r^n}$ ($n = 1, \frac{1}{2}$, etc..) ; ces types de focalisation sont tout à fait différents.

Nous allons rechercher la forme de la trajectoire suivie par une particule chargée dans le champ défini par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} H_{\theta} &= \frac{H_1}{r} \\ H_r &= 0 \\ H_z &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Nous allons supposer d'abord que ce champ magnétique existe dans tout l'espace, autrement dit que la courbe C s'étend dans tout le plan rz.

Dans les conditions initiales, nous supposerons toujours que la particule a une composante de vitesse $\mathcal{V}_{\theta}$ nulle, ce qui revient à dire encore que la source qui émet les particules est dans le plan rz. La particule se déplace donc initialement à la vitesse $\mathcal{V}$ dans le plan rz. Comme H_{θ} seule est non nulle, la particule restera dans le plan rz ; d'autre part, elle n'est pas soumise à des champs électriques, donc elle conservera une impulsion constante.

Une particule qui a l'impulsion relativiste p ($p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\mathcal{V}^2}{c^2}}}$) dans un

champ de valeur H suit un cercle de rayon R donné par l'équation suivante :

$$R = \frac{R}{eH} = \frac{a}{H} \quad (2)$$

où $a = \frac{p}{e}$ s'exprime en unités de H_0

De cette équation, on peut déduire l'équation différentielle suivante de la trajectoire de la particule

$$\left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} = b r \frac{d^2 r}{dz^2} \quad b = \frac{a}{H_1} \quad (3)$$

en remplaçant H par $\frac{H_1}{r}$, et R par

$$\frac{\left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2 r}{dz^2}}$$

L'équation (3) peut être intégrée et on trouve l'expression de z en fonction de r , mais il est plus aisé d'utiliser une représentation paramétrique pour les coordonnées r et z . Le paramètre adopté est φ angle entre la tangente à la

courbe au point rz et l'axe z (fig.11)

$$\begin{cases} z = K b U(b \varphi) + z_0 \\ r = K e^{-b \cos \varphi} \\ U(b \varphi) = \int_{\pi}^{\varphi} \cos x e^{-b \cos x} dx \end{cases} \quad (4)$$

Il existe deux constantes d'intégration K et z_0 . La constante z_0 correspond simplement au fait que la distribution du champ est indépendante de z , la variation de z_0 correspond ainsi à une translation des trajectoires parallèlement à l'axe des z . Il est clair que z_0 est déterminé par les conditions initiales.

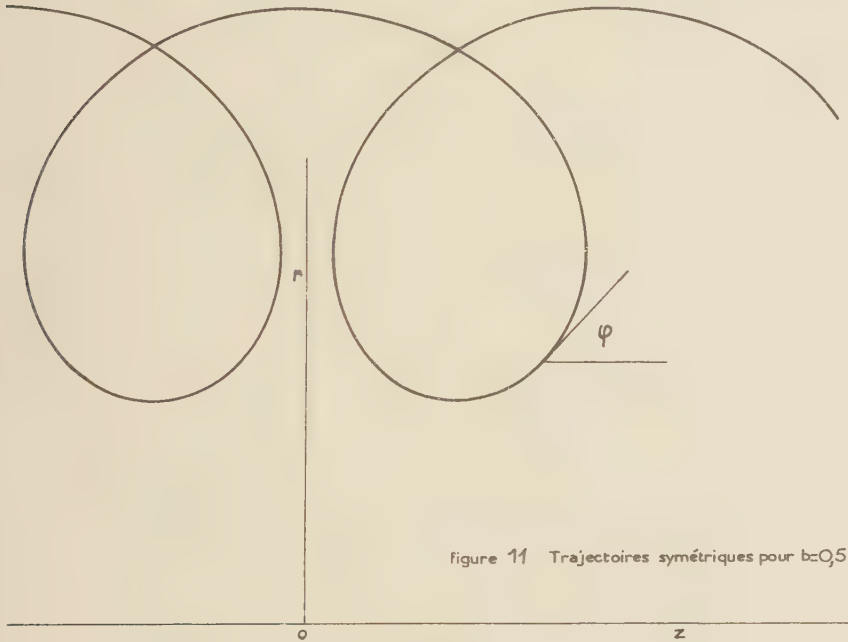


figure 11 Trajectoires symétriques pour $b=0,5$

- Fig. 11 -

Trajectoires symétriques pour $b = 0,5$

D'après les équations (4), on peut voir que le mouvement des particules est périodique. Pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$ $r = K$, ce qui met ainsi en évidence cette constante d'intégration, on a aussi les valeurs remarquables suivantes :

$$\varphi = 0, \quad r_{\min} = a e^{-b}$$

et

$$\varphi = \pi, \quad r_{\max} = a e^b$$

soit

$$\frac{r_{\min}}{r_{\max}} = e^{-2b}$$

ce rapport est donc indépendant des constantes d'intégration.

La constante K qui intervient dans les expressions de r et z a les dimensions d'une longueur, le rapport $\frac{r}{z}$ ne dépend pas de K , il ne dépend que de φ et

points de contact des tangentes issues d'un point choisi (point de focalisation) à la famille de courbes définie par (4).

Puisque les trajectoires (4) dépendent de paramètres, on peut aussi se donner une courbe C et les trajectoires seront alors déterminées. Nous revenons sur ce cas. Considérons d'abord le cas de trajectoires symétriques $z_0 = 0$ et déterminons l'équation de la courbe C qui limite le champ.

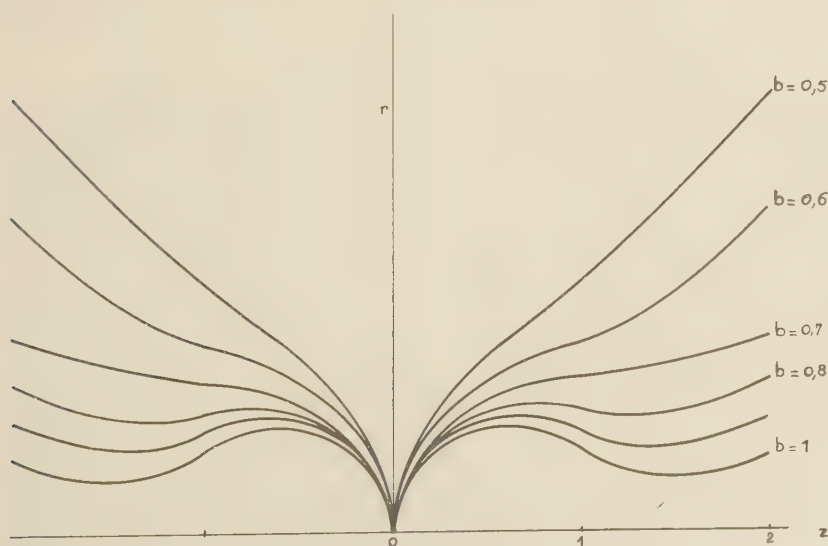
Pour une raison de symétrie évidente, le point source sera pris sur l'axe z, ses coordonnées sont $r = 0$, $z = z_s$. Une droite passant par le point source et tangente à une trajectoire fera l'angle φ dont la tangente vaut

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{r}{z - z_s} \quad (5)$$

Puisque le point de contact appartient aux courbes (4) et (5), on obtiendra la représentation paramétrique de la courbe C en remplaçant r et z par les valeurs données par (4)

$$\begin{aligned} z &= z_s \frac{b U(b\varphi)}{b U(b\varphi) - \cotg \varphi e^{-b \cos \varphi}} \\ r &= z_s \frac{e^{-b \cos \varphi}}{b U(b\varphi) - \cotg \varphi e^{-b \cos \varphi}} \end{aligned} \quad (6)$$

Remarquons qu'il existe un angle φ limite qui dépend de b, c'est la valeur qui annule le dénominateur commun.



- Fig. 13 -

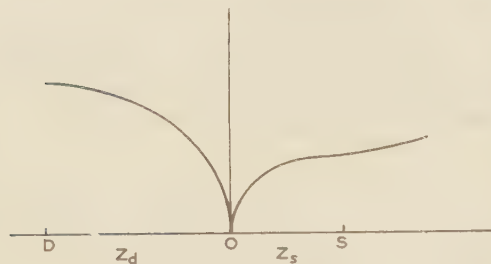
Courbes C pour différentes valeurs de b

Les calculs qui sont faits ici pour le point source sont également valables pour le point détecteur (point d'arrivée des particules), mais on peut très bien choisir une abscisse z_d différente de z_s , il en résultera seulement une courbe C dissymétrique (fig.14).

Puisque, dans le cas précédent, nous avons adopté $z_0 = 0$, il ne

restait qu'une seule constante d'intégration K qui se trouvait déterminée par (5)

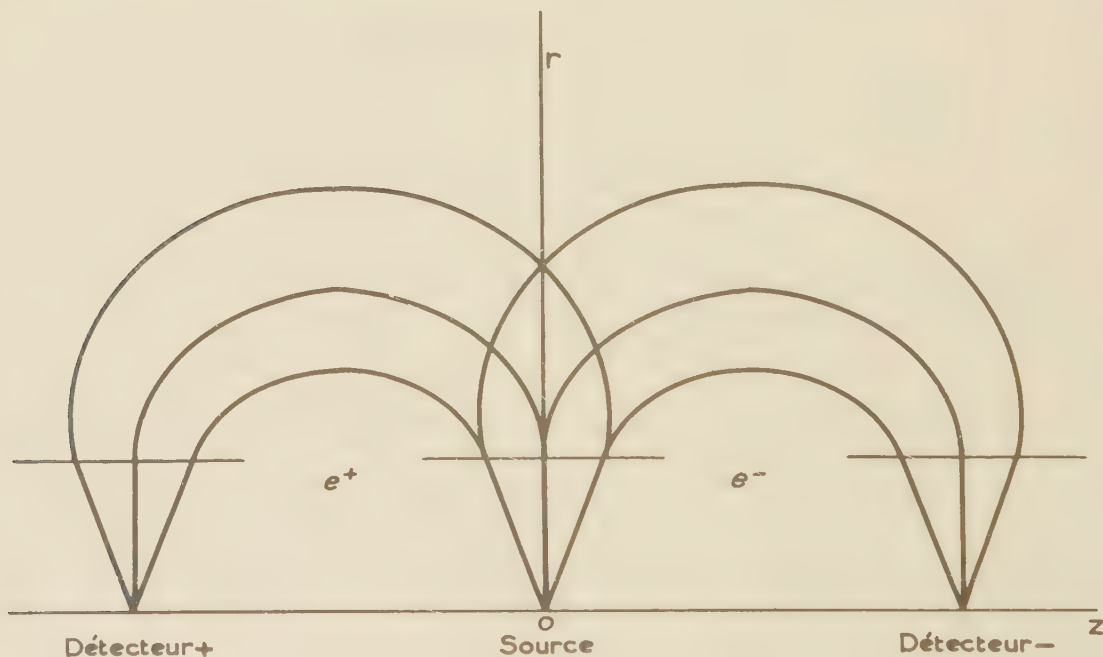
et (6), la courbe C était unique. Si z_0 est différent de 0, nous disposons encore de deux constantes d'intégration, c'est-à-dire que par un point de coordonnées r et z quelconques et un angle φ quelconque, il y aura toujours une trajectoire répondant à ces conditions initiales, ce qui signifie encore que la courbe C est complètement arbitraire.



- Fig. 14 -

Courbe C pour $b = 0,7$ ($z_s \neq z_d$)

les trajectoires suivies par les particules positives et négatives issues de la source, seront aussi symétriques et, par conséquent, toutes les courbes limitant le champ seront symétriques par rapport à cette droite ; les points de focalisation des particules se trouveront à égale distance de la source (fig.15).



- Fig. 15 -

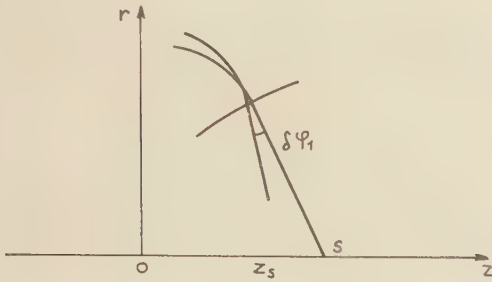
Focalisation de paires

IMAGE DE LA SOURCE -

Nous avons admis jusqu'ici que les particules étaient issues d'un point ; en réalité, les particules sont émises par une source qui n'est évidemment jamais ponctuelle ; dans la discussion sur le pouvoir séparateur, il est indispensable de connaître l'image de la source que donne ce type de focalisation. En nous limitant au cas symétrique $z_s = z_d$, nous allons montrer qu'il y a formation d'une

image et qu'elle est égale à la source.

La direction de la particule fait avec l'axe Oz, un angle φ_1 , lorsque celle-ci est émise par le centre de la source ; quand elle est émise par un point de l'axe distant de δz_s du centre de la source, l'angle obtenu est $\varphi_1 + \delta\varphi_1$; pour cette valeur, la trajectoire se trouvera déplacée de la quantité δz obtenue en dérivant z de (4) par rapport à φ soit



- Fig. 16 -

$$\delta z = - b \sin \varphi_1 z_s \delta \varphi_1 \quad (\text{pour } z = 0) \quad (7)$$

A la sortie du champ magnétique, c'est-à-dire du côté de la focalisation, doit correspondre une variation $\delta\varphi_2$ de l'angle φ_2 qui donne un déplacement de la trajectoire en sens contraire d'où

$$\sin \varphi_2 z_f \delta \varphi_2 = - \sin \varphi_1 z_s \delta \varphi_1$$

cette équation n'étant valable que dans le cas symétrique $z_s = z_d$ et $\varphi_2 = \varphi_1$ On en déduit

$$\delta \varphi_2 = - \delta \varphi_1$$

D'après cette égalité, la particule coupera l'axe Oz à une distance $\delta z_f = \delta z_s$ du point de focalisation, ou bien la largeur de l'image sera égale à la largeur de la source.

DISPERSION -

Pour trouver l'expression de la dispersion, nous devons considérer des particules dont l'énergie est légèrement différente de celle correspondant à la valeur du champ magnétique de focalisation ; une variation de l'impulsion correspond à une variation de b suivant (3)

$$\frac{\delta b}{b} = \frac{\delta a}{a} = \frac{\delta p}{p} \quad (9)$$

En admettant toujours une particule entrant dans le champ avec les coordonnées r_1, z_1, φ_1 nous allons obtenir le déplacement de la trajectoire en dérivant z de (4) par rapport à b

$$\delta z = - K \delta b \left[b U \cos \varphi_1 + U + b \frac{\partial U}{\partial b} \right] \quad (10)$$

Cette équation n'est valable que dans le cas symétrique $z_s = z_d$.

Pour que la particule sorte du champ symétriquement par rapport à l'axe Oz, soit avec les coordonnées $r_1, -z_1, -\varphi_1$, il aurait fallu que la trajectoire soit déplacée de la quantité $-\delta z$, la particule ne sortira donc pas symétriquement et la variation de l'angle φ_2 sera $\delta\varphi_2$ donné par (7), où le déplacement doit être le double de celui donné par (10)

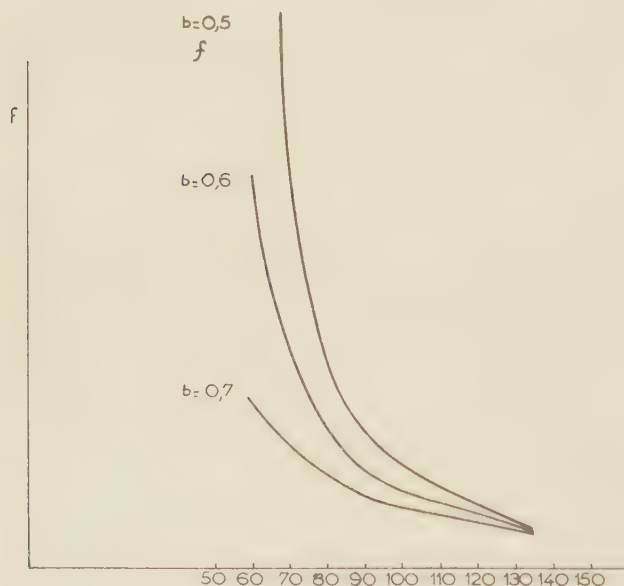
$$\delta\varphi_2 = - \frac{2}{b} \frac{\delta b}{b} \frac{K}{z_s \sin \varphi_1} \left[b U \cos \varphi_1 + U + b \frac{\partial U}{\partial b} \right]$$

La particule coupera l'axe Oz à une distance δx du point de focalisation que l'on peut calculer également puisque les coordonnées d'un point de la courbe de séparation sont exprimées en fonction de φ équation (6).

Une expression qui intervient souvent dans l'étude des spectromètres β est la dispersion

$$f = \frac{\frac{\delta x}{z_d}}{\frac{\delta p}{p}}$$

Dans le spectromètre semi-circulaire, cette expression est égale à 2, mais pour le spectromètre étudié, elle dépend de φ . Nous l'avons calculée pour φ compris entre 75 et 135° et pour plusieurs valeurs de b .



- Fig. 17 -

Les valeurs moyennes sont :

$b = 0,5$	$f = 6,0$
$b = 0,6$	$f = 4,4$
$b = 0,7$	$f = 3,2$

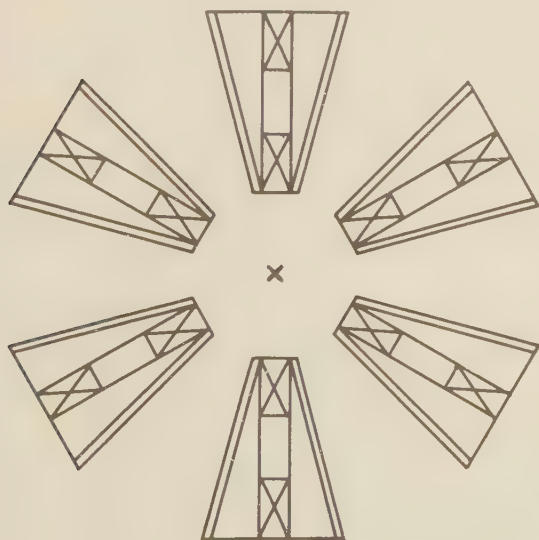
Il faut remarquer que ce spectromètre est très différent des spectromètres classiques (spectromètre solénoïdal, semi-circulaire, etc...) : dans ces derniers, le pouvoir séparateur $\eta = \frac{\Delta p}{p}$ dépend de la luminosité ω employée, alors qu'il n'en dépend pas avec le type de focalisation que nous venons d'étudier : il est théoriquement infini pour une source ponctuelle, et sera déterminé en pratique par les facteurs suivants :

la fente du détecteur a toujours une dimension finie, la distribution du champ magnétique ne correspond pas exactement à la distribution théorique : en particulier, dans le spectromètre que nous avons réalisé, le champ est limité par des plaques polaires et il existe un champ de fuite qui crée une perturbation importante (chap.V).

CHAPITRE V

REALISATION D'UN DOUBLE SPECTROMETRE A COINCIDENCE

Les raisonnements du chapitre précédent supposent la réalisation d'un champ de forme $H_z = 0$, $H_r = 0$, $H_\theta = \frac{A}{r}$, à l'intérieur d'un volume toroïdal engendré par la courbe C que nous avons définie et nul à l'extérieur de ce volume : ce champ pourrait être réalisé par un bobinage et, pour obtenir une focalisation dans les conditions exposées, chaque spire devrait avoir la forme de la courbe C ; naturellement, il faudrait réserver entre les spires un espace pour permettre aux particules de pénétrer et de sortir du champ : ainsi constitué, le bobinage apparaîtrait comme une suite de galettes. Il est à craindre, cependant, que les particules ne restent pas dans le plan rz par suite de la présence d'une composante de champ H_z non nulle au voisinage des conducteurs. KOFOED-HANSEN [11] et ses collaborateurs ont réalisé un champ assez proche du champ théorique en employant du fer pour mieux limiter le domaine du champ, le circuit magnétique était constitué alors par six noyaux ayant, aux extrémités, des plaques polaires (fig. 18) :



- Fig. 18 -

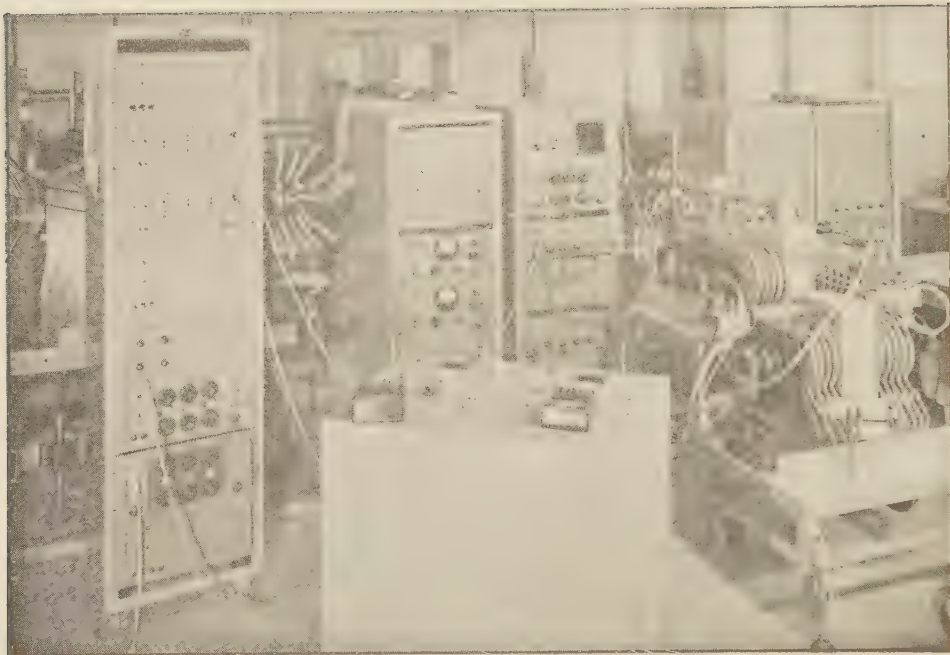
Spectromètre à 6 secteurs

théoriquement, si l'on néglige le "champ de fuite", la forme des plaques polaires est donnée par les équations (6) ; les plans des plaques polaires ont tous l'axe z comme droite d'intersection.

Un appareil de ce genre n'est pas facile à réaliser et il est probablement très difficile d'obtenir une assez bonne résolution ; il faut, en effet, que chaque secteur focalise des particules d'énergie donnée pour une même valeur de l'intensité du courant et, comme nous cherchons particulièrement à réaliser un spectromètre permettant l'étude des coïncidences $\beta\gamma$, il ne semble pas qu'un appareil à six secteurs soit intéressant ; il est en effet difficile, pour

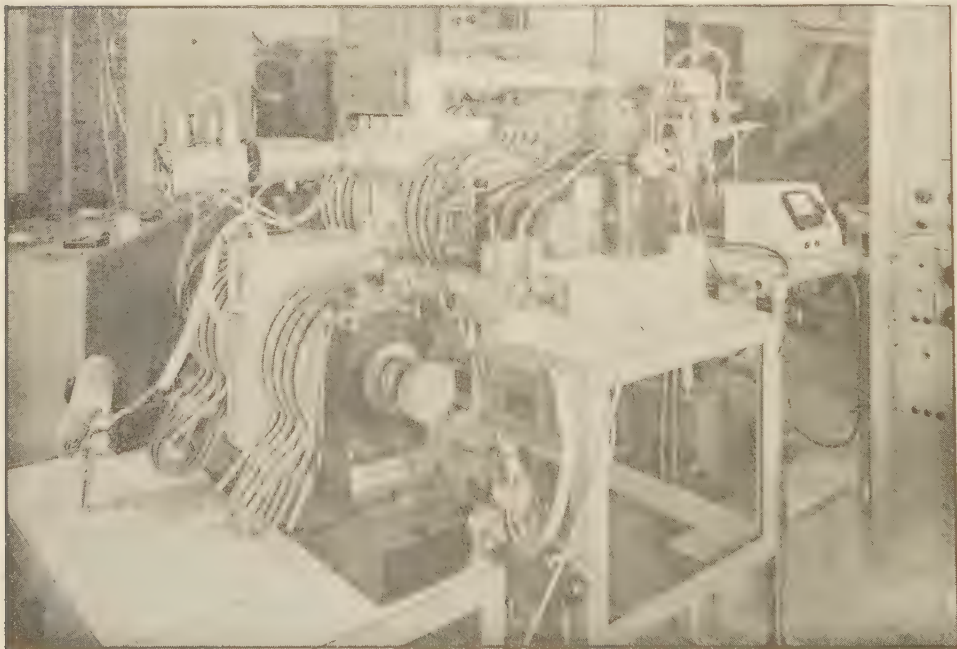
les raisons exposées au chapitre III, de trouver une place convenable pour le détecteur γ . L'emploi d'un seul détecteur interdit de faire des coïncidences entre particules chargées.

Dans un appareil qui comprend seulement deux secteurs opposés, les particules focalisées sont comprises entre deux plans faisant un angle de 20 à 30°



- Photo n° 2 -

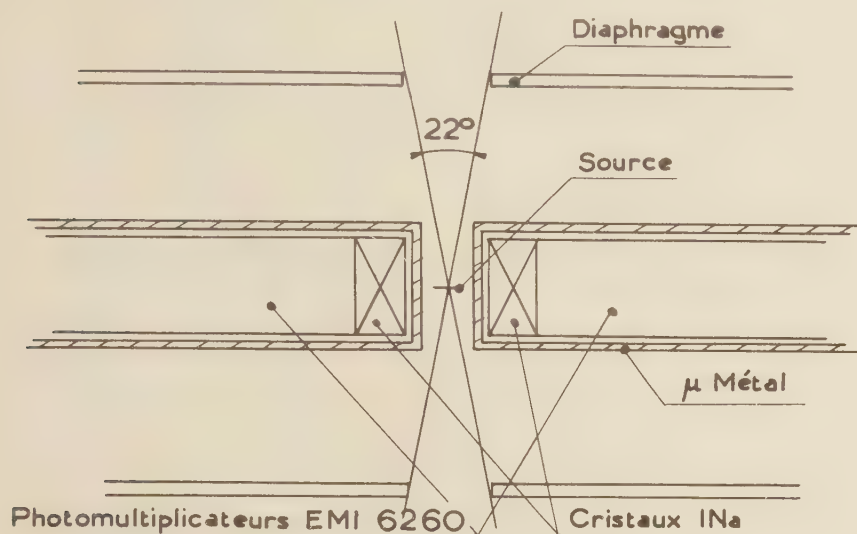
Vue générale de l'installation



- Photo n° 3 -

Double spectromètre

selon l'ouverture des secteurs et, dans ce cas, il est possible d'approcher deux scintillateurs dans une direction perpendiculaire à la droite d'intersection des plans des plaques polaires (fig. 19) ; pour un angle d'ouverture entre les plans



- Fig. 19 -

Disposition de la source par rapport aux cristaux

deux secteurs opposés symétriques par rapport à la source (fig. 20). Cet appareil doit ainsi être considéré comme composé de deux spectromètres, à un secteur chacun, absolument identiques.

Pour chaque secteur, on a pris z_s égal à z_d . Il existe donc un plan de symétrie perpendiculaire à l'axe des z . Chaque spectromètre comprend un circuit magnétique indépendant, ce qui permet de focaliser des particules d'énergie différente. Il se compose des plaques polaires, des noyaux de fixation et d'un électro-aimant de laboratoire de type classique. Les plaques polaires et les noyaux sont à l'intérieur de la chambre à vide en duralumin : c'est cet ensemble qui vient se placer entre les pôles de l'électro-aimant.

Les chambres comprennent trois ouvertures : une ouverture sur laquelle viennent se fixer le porte-source et les détecteurs γ ; sur une autre ouverture symétrique, viennent se fixer le détecteur et le diaphragme variable de réglage de la résolution ; la troisième ouverture est reliée à une canalisation de vide.

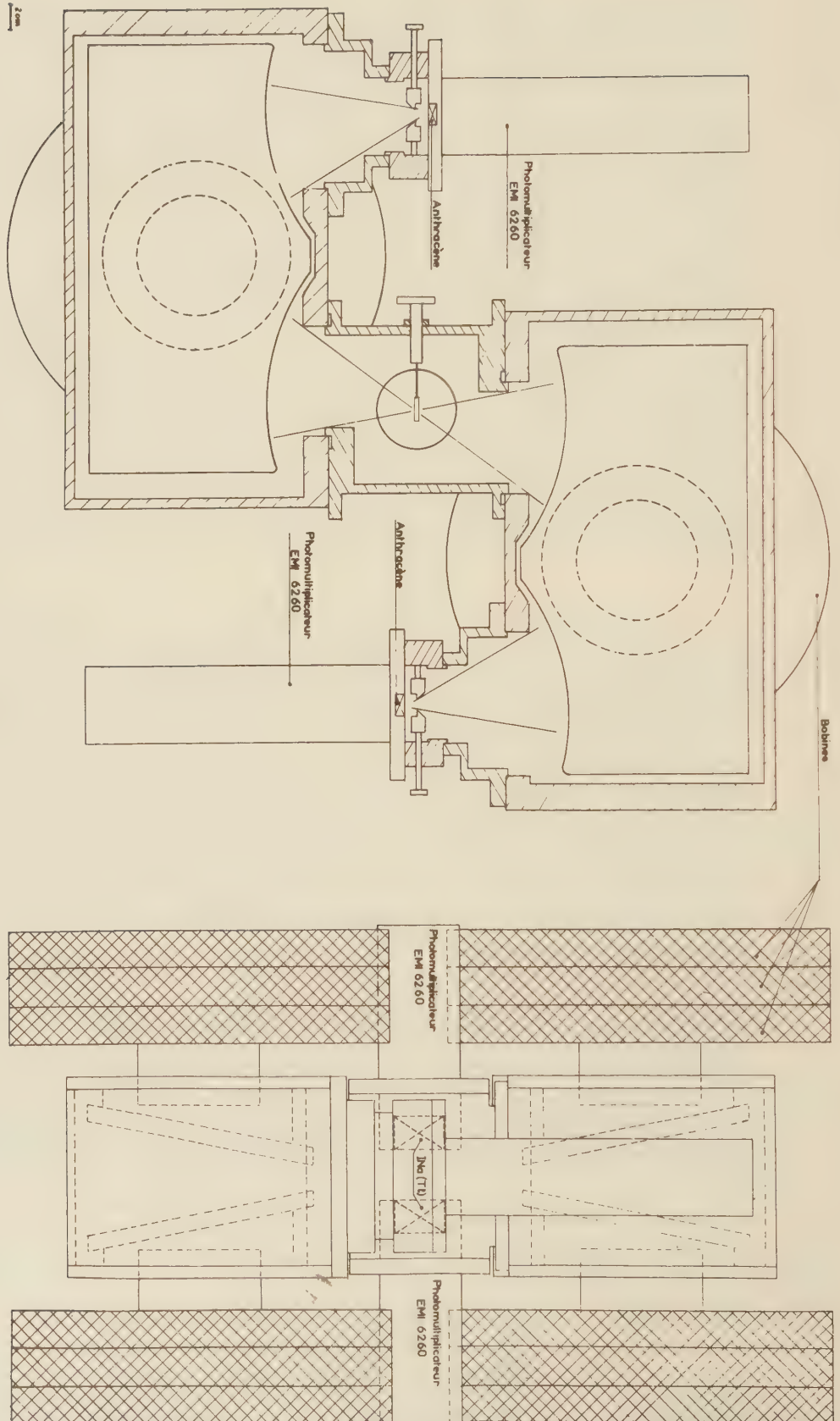
Le vide est assuré, dans l'ensemble, par une pompe à palette (CGR type B2) et une pompe secondaire à diffusion d'huile (Edwards, 10 l/s). On dispose pour le contrôle d'une jauge de Pirani et d'une jauge d'ionisation (type Balzers) : un vide dynamique de 10^{-4} mm de hauteur de mercure est maintenu dans l'installation.

Trois porte-source différents peuvent être montés sur la chambre. Le premier (représenté fig. 20) est destiné à l'emploi en double spectromètre : les

de 20° par exemple, l'angle solide de détection γ peut atteindre 80 pour cent de 4π .

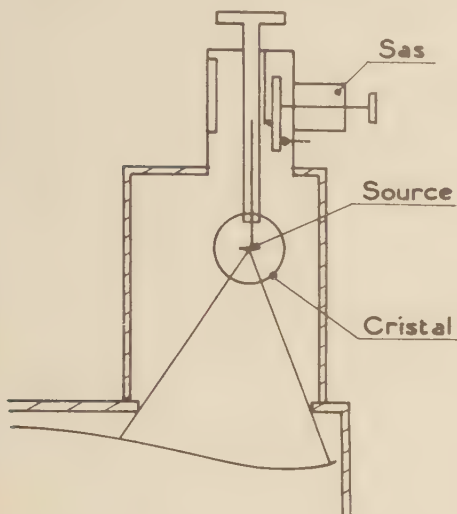
L'appareil que nous avons réalisé comprend deux secteurs seulement.

Il est nécessaire de pouvoir compter séparément les particules focalisées par chacun des secteurs : nous avons donc adopté

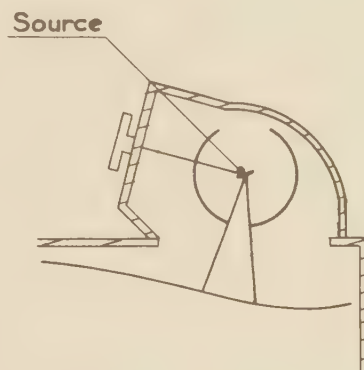


- Fig. 20 -

conditions d'encombrement n'ont pas permis d'adapter un sas pour introduire la source. Un deuxième (représenté fig. 21 a) comprend un sas. Le troisième (fig. 21 b)



- Fig. 21a -



- Fig. 21b -

est utilisable pour les corrélations angulaires ($\beta\gamma$), ($e^-\gamma$).

Le dispositif de sélection d'énergie situé devant le détecteur β à la hauteur du point de focalisation, se compose de deux lèvres dont on peut régler l'écartement de l'extérieur : on peut ainsi modifier le pouvoir séparateur.

DETECTION β

Pour l'étude à basse énergie, on peut employer un compteur-cloche classique ; mais on emploie exclusivement, pour les coïncidences, un détecteur à scintillations constitué par un cristal d'anthracène et un photomultiplicateur E M I 6260 : celui-ci, étant dans un domaine de champ magnétique très faible (champ de fuite), fonctionne normalement.

DETECTEUR γ

Les ouvertures prévues près de la source permettent d'employer des cristaux I Na (Tl) de Harshaw de 1,5 inch de diamètre et de 1 inch de longueur. Les photomultiplicateurs sont des E M I 6260, protégés du champ magnétique résiduel par un cylindre de μ métal.

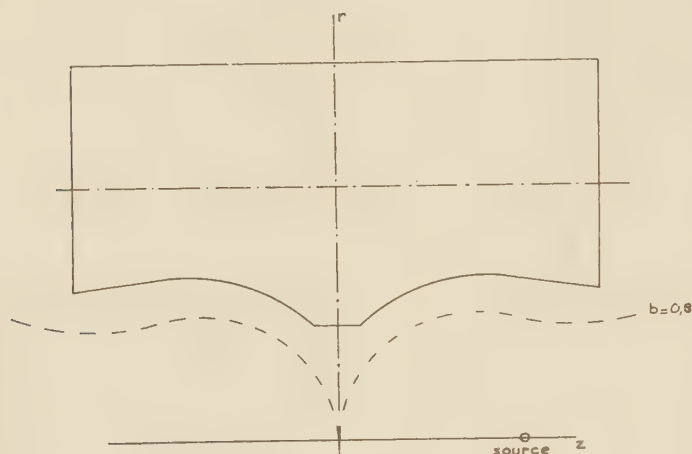
ALIMENTATION ELECTRIQUE -

La faible consommation des électro-aimants permet d'utiliser des redresseurs secs, fonctionnant sur le secteur. L'énergie des particules focalisées est déterminée uniquement par la mesure de l'intensité.

FOCALISATION -

Il existe un "champ de fuite" et le profil réel des plaques polaires est assez éloigné du profil théorique. La recherche expérimentale de ce profil a été

faite de la façon suivante : à l'aide d'un diaphragme qu'on peut faire tourner de l'extérieur (fig. 21 b), on ne laisse passer que les particules comprises dans un faisceau d'ouverture $\Delta \varphi$ (environ 10°) pour un angle φ variant entre 75 et 135° . On détermine les courbes de résolution pour plusieurs valeurs de φ (avec la raie du $^{137}_{55}\text{Cs}$ par exemple) : au maximum de chaque courbe correspond une valeur de l'intensité de focalisation ; le profil est correct quand les valeurs des intensités obtenues ne dépendent plus de l'angle φ dans le domaine de variation demandé.



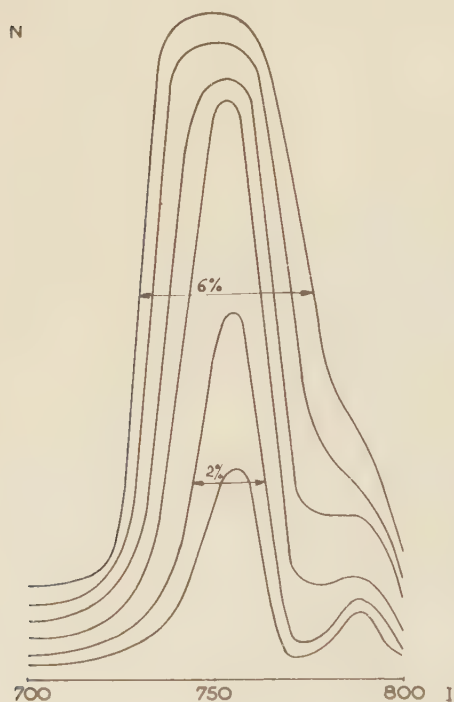
- Fig. 22 -

Profil réel des plaques polaires
par cette méthode est représenté figure 22.

Le profil que nous avons obtenu

ETALONNAGE -

Comme pour le cas du spectromètre solénoïdal, l'étalonnage consiste à trouver l'intensité du courant correspondant au maximum d'une courbe de résolution obtenue avec une raie de conversion d'un rayon γ dont l'énergie a été déterminée par une méthode de diffraction.



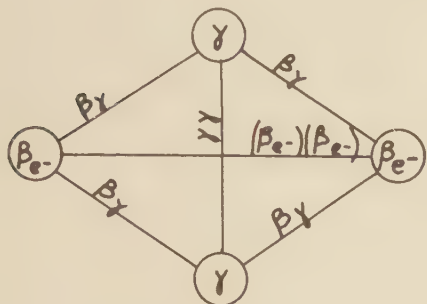
- Fig. 23 -

Les courbes de résolution pour la raie du $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($H\varphi = 3\,681$ gauss.cm) sont représentées par la figure 23 pour différentes ouvertures de la fente de sélection.

ELECTRONIQUE -

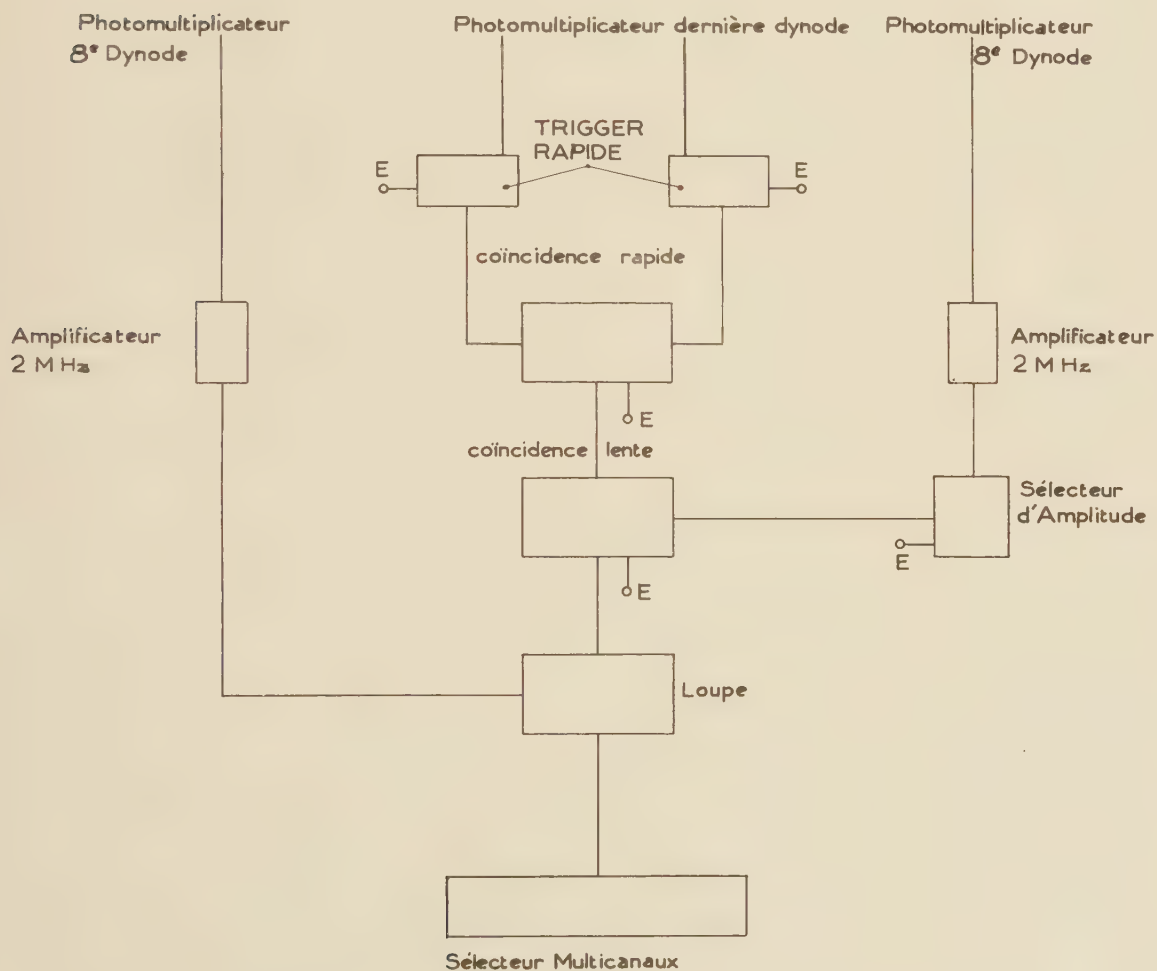
Les différentes possibilités de coïncidence sont représentées par le schéma de la figure 24. Nous avons utilisé une méthode de coïncidence "rapide" (quelques 10^{-9} s) mise au point par M. CHAMINADE (à paraître). Cette méthode consiste à recueillir l'impulsion à analyser en amplitude sur la 8ème dynode des photomultiplicateurs, tandis que l'impulsion saturée sur la dernière dynode ne sert qu'à définir la coïncidence en déclenchant un "trigger" sensible à réponse rapide. Les signaux fournis par les deux triggers rapides sont

appliqués à un circuit de coïncidence à cristaux, après mise en forme par réflexion dans un câble coaxial en court-circuit.



- Fig. 24 -

Quand on analyse le rayonnement γ en coïncidence avec un rayon γ d'énergie déterminée (coïncidence $\gamma\gamma$), le schéma de principe est représenté figure 25. Le circuit à coïncidence "lente" délivre un signal chaque fois qu'une impulsion d'amplitude donnée (définie par le sélecteur à une bande), venant d'un des détecteurs est en coïncidence avec une impulsion quelconque de l'autre, le temps de résolution étant fixé par le circuit à coïncidence "rapide".



- Fig. 25 -

Electronique - Schéma de principe

Les signaux ainsi formés débloquent l'amplificateur à seuil [12] appelé communément "loupe" et permettent l'enregistrement du spectre d'amplitude des impulsions ainsi sélectionnées. Il est possible d'obtenir des comptages d'impulsions

à tous les points indiqués E.

Dans toutes les expériences que nous avons faites, nous avons utilisé soit ce montage, soit un montage plus simple : lorsque certaines fonctions disparaissaient, par exemple pour les coïncidences $\beta\gamma$, on débloque directement la "loupe" avec les impulsions venant du circuit à coïncidence "rapide", sans utiliser le sélecteur à une bande et le circuit à coïncidence "lente".

CHAPITRE VI

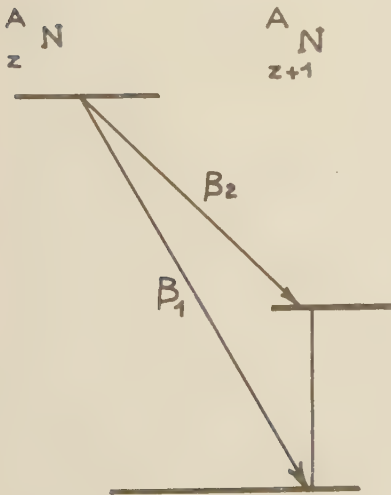
POSSIBILITES DU DOUBLE SPECTROMETRE

Nous allons maintenant montrer les possibilités de l'appareil tel qu'il a été construit, en indiquant les limites pratiques de son utilisation.

COINCIDENCE $\beta\gamma$

Considérons le cas simple de la figure 26, en supposant que le seul groupe de coïncidence $\beta\gamma$ ne donne pas lieu à des corrélations angulaires. Soit N le nombre total de désintégrations par seconde, le nombre d'émissions β qui donne lieu à des coïncidences est égal à Np (p = rapport d'embranchement) ; la probabilité ρ_E de détection du rayon γ dépend de son énergie E , le nombre de γ détectés par seconde par le scintillateur est $Np\rho_E$.

Pour qu'une particule β parvienne au détecteur du spectromètre, il faut qu'elle soit dans l'angle solide utile qui est défini par la luminosité ω du spectromètre, il faut aussi qu'elle soit dans la bande d'énergie focalisée qui ne représente qu'une fraction b du spectre β ; le nombre de particules détectées du spectre étudié sera ainsi $Np\omega b$.



- Fig. 26 -

Pour enregistrer une coïncidence, il faut que la particule β et le rayon γ de désexcitation soient détectés tous les deux, le nombre de coïncidences par seconde sera donc $Np\omega b\rho_E$.

Le nombre des coïncidences fortuites est donné par l'expression suivante : $2n_1 n_2 \tau$ où τ est le temps de résolution, n_1 et n_2 sont les taux de comptage des deux détecteurs, soient dans ce cas $n_1 = Np\rho_E$ $n_2 = N\omega b$, on obtient ainsi pour le nombre des coïncidences fortuites $2 N^2 p \omega b \rho_E \tau$.

Le rapport du nombre des coïncidences spécifiques à celui des coïncidences fortuites est $\frac{1}{2N\tau}$; admettons que nous voulions qu'il soit de 10^3 avec

un temps de résolution de $0,5 \cdot 10^{-8}$ s, cela donne $N = 10^5$.

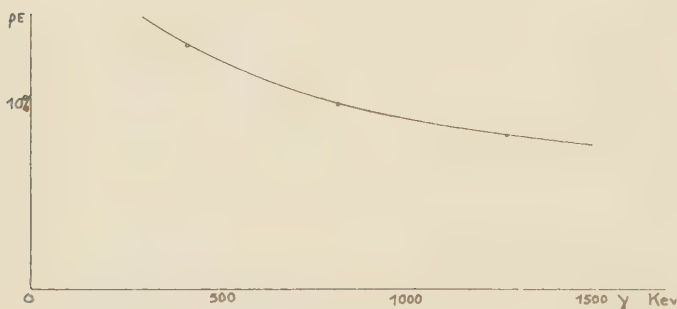
Pour b et ρ_E supposons les valeurs courantes suivantes : $b = 10^{-1}$
 $\rho = 10^{-1}$, ω est

toujours égal à 6.10^{-2} .

Nous pouvons chercher quelle doit être la valeur minimum du coefficient d'embranchement p d'un spectre partiel pour qu'on puisse l'étudier en coïncidence en admettant un taux de comptage de 1 coup par minute au maximum du spectre. Nous trouvons $p \neq \frac{1}{4000}$; il faut reconnaître que des valeurs de b aussi élevées entraîneraient tout de même, par suite du mauvais pouvoir séparateur, une déformation du spectre : néanmoins, on peut dire que dans ce cas simple, un spectre partiel pour lequel $p \approx 10^{-3}$ doit être assez facile à étudier.

Une application dans ce sens [14] a déjà été faite dans le $^{99}_{42}\text{Mo}$ avec un coefficient d'embranchement de 1 pour cent mais avec un rayonnement complexe favorisant les coïncidences fortuites.

Le rapport du nombre des coïncidences au nombre total de particules β détectées est $p \rho_E$: si l'on connaît ρ_E , on peut obtenir p . La probabilité ρ_E est une fonction de l'énergie qu'on détermine à l'aide de cas particuliers où p est connu ou égal à 1.



- Fig. 27 -

Pour cette détermination, nous avons utilisé les corps suivants :

Radioélément	Energie du γ
$^{198}_{79}\text{Au}$	411 keV
$^{56}_{25}\text{Mn}$	822 keV
$^{22}_{11}\text{Na}$	1277 keV

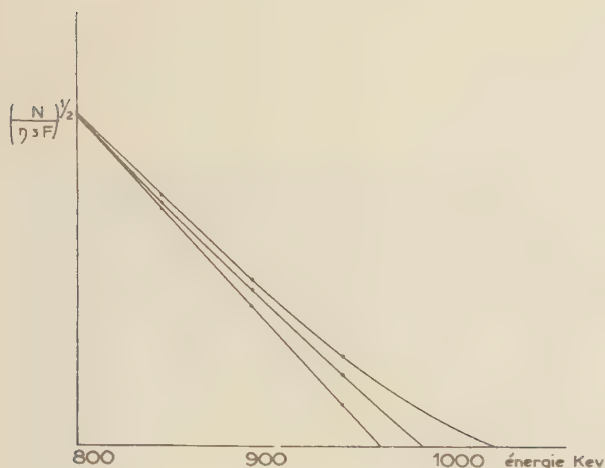
Il faut remarquer que ρ_E , tel que nous l'avons défini, est l'efficacité totale de détection : ce rapport comprend l'influence de l'angle solide ; les expériences de détermination de p doivent évidemment être faites dans les mêmes conditions et avec les mêmes cristaux.

On peut aussi s'intéresser plus particulièrement à la détermination de la forme des spectres peu intenses. Pour ceci, il faut évidemment que b ne soit pas trop faible si l'on veut avoir un nombre suffisant de coïncidences spécifiques et ceci conduit à examiner l'influence du pouvoir séparateur sur la forme du spectre expérimental.

La figure 28 relative au spectre de $^{198}_{79}\text{Au}$ montre l'indétermination qu'on peut avoir sur l'énergie limite par l'emploi de pouvoirs séparateurs s'étendant jusqu'à 7 pour cent.

Pour l'établissement du schéma de désintégration, il est souvent utile d'analyser, pour une énergie β déterminée, le rayonnement γ en coïncidence.

Cette analyse peut évidemment se faire avec un sélecteur d'amplitude à une bande mais il est clair que pour l'analyse d'événements rares, tels que les coïncidences $\beta\gamma$, les sélecteurs à plusieurs canaux doivent être employés.



- Fig. 28 -

Cette méthode permet non seulement de déterminer en principe la position d'un γ dans le schéma, mais peut quelquefois permettre d'isoler un γ de l'ensemble du rayonnement, celui-ci ayant une intensité trop faible pour être obtenu par la décomposition du spectre direct : on peut ainsi obtenir l'énergie de ce γ .

COINCIDENCES ($\beta e^- \propto e^- e^-$)

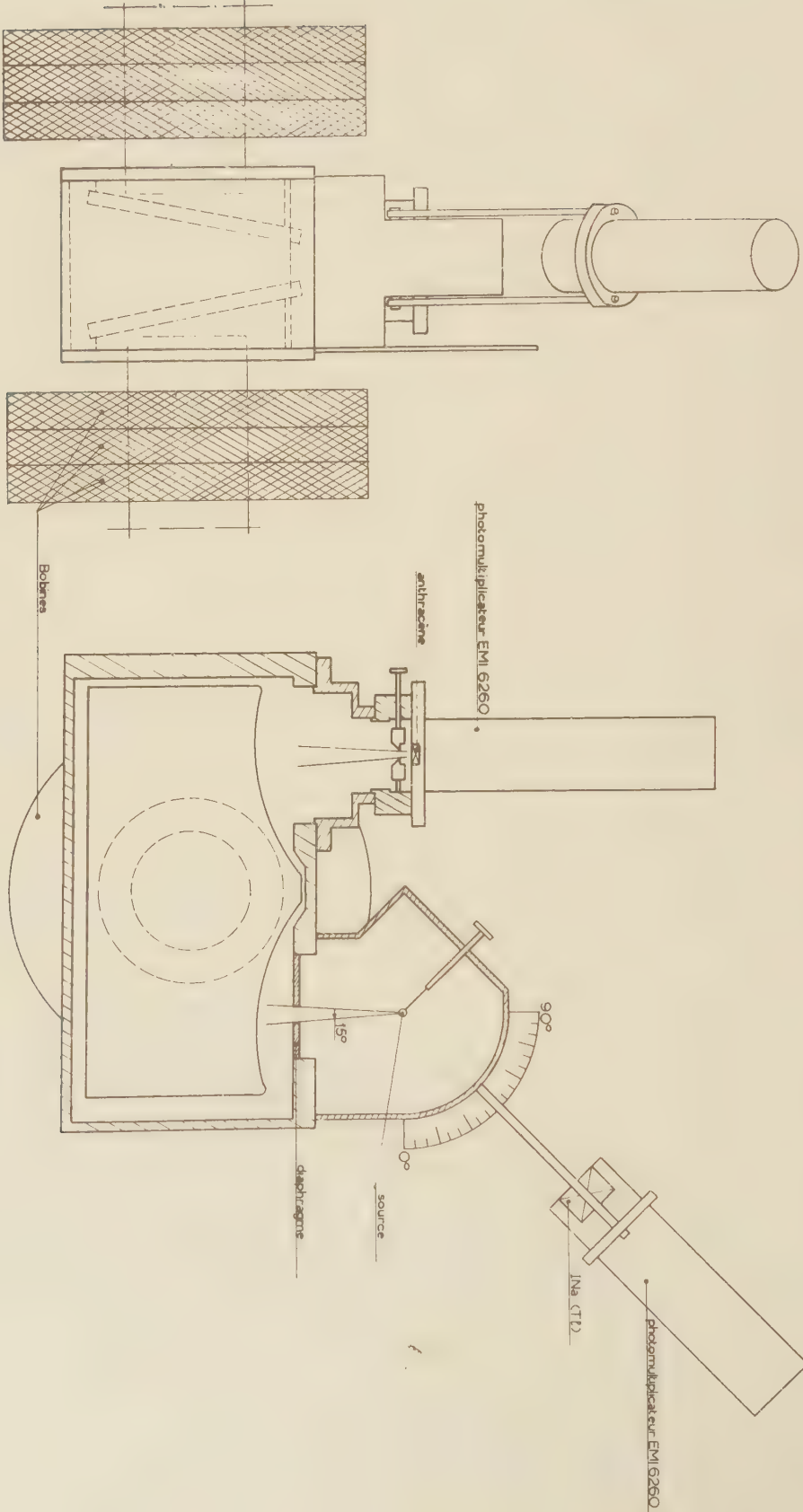
Dans les applications que nous avons proposées jusqu'ici, le double spectromètre a été employé uniquement pour doubler la luminosité pour la focalisation des particules β , mais on peut aussi l'utiliser en focalisant des particules d'impulsions différentes dans les deux spectromètres, ce qui permet les coïncidences entre deux particules chargées ($\beta e^-, e^- e^-$) ; naturellement, la luminosité 3 pour cent pour chaque spectromètre fixe une limite inférieure pratique au produit des coefficients de conversion interne des raies qu'on veut étudier en coïncidence.

Supposons encore qu'il n'y ait pas de corrélation angulaire : soient α_1 , α_2 les coefficients de conversion interne de ces raies, N le nombre de désintégrations par seconde : $N \omega \alpha_1$ et $N \omega \alpha_2$ sont les nombres d'électrons de conversion interne qui parviennent aux détecteurs, le nombre de coïncidences spécifiques est $N \omega^2 \alpha_1 \alpha_2$ et le nombre de coïncidences fortuites $2N^2 \omega^2 \alpha_1 \alpha_2 \tau$; le rapport de ces nombres est $\frac{1}{2N\tau}$. En pratique, on peut prendre ce rapport égal ou supérieur à 1 ; avec $\tau = 0,5 \cdot 10^{-8} s$, N doit être inférieur ou égal à 10^8 désintégrations par seconde. Si l'on veut détecter au moins une coïncidence par minute, le produit $\alpha_1 \alpha_2$ doit être supérieur ou égal à 10^{-7} environ.

CORRELATIONS ANGULAIRES ($\beta\gamma$) ($e^-\gamma$)

Les corrélations angulaires ($\beta\gamma$) se font, en général, avec deux scintillateurs, l'un détectant le rayonnement γ , l'autre les particules β , ce dernier

2 cm



- Fig. 29 -

donnant une certaine sélection d'énergie. Les corrélations angulaires différentielles sont possibles par ce procédé : il y a cependant intérêt à rechercher une sélection d'énergie par spectrométrie magnétique pour les particules β .

DEUTSCH et STEVENSON [9] ont fait des expériences de corrélation angulaire ($\beta\gamma$) en utilisant une lentille magnétique mince, mais cette solution est assez désavantageuse, car les particules β focalisées ont, comme dans tous les



- Photo n° 4 -

Spectromètre pour corrélation angulaire

spectromètres héli-coïdaux, des directions d'émission comprises entre 2 cônes de demi-angle au sommet $\alpha - \epsilon$ et $\alpha + \epsilon$: ce fait entraîne des corrections plus importantes dans l'interprétation des résultats.

Nous avons utilisé un des éléments du spectromètre double pour la mesure des corrélations angulaires différentielles : les particules focalisées

sont celles qui sont émises dans un cône dont le demi-angle au sommet est au maximum de 10° , le détecteur γ tourne en restant dans le plan de symétrie du spectromètre, la source est le centre de rotation : pour toutes les positions de 90° à 180° , le spectre γ n'est pas déformé, les masses polaires étant assez éloignées de la région de la source (fig. 29).

Le détecteur γ est à une distance de la source qu'on peut modifier selon la valeur de l'angle solide qu'on veut utiliser ; le cône d'émission β est défini par un diaphragme d'entrée avec une ouverture circulaire, les autres parties du spectromètre ne présentent pas de modification par rapport à la description donnée dans le précédent chapitre.

Pour une étude de corrélation angulaire entre un rayon γ et une raie de conversion interne, le pouvoir séparateur à luminosité égale est supérieur à celui de la lentille mince.

Les résultats obtenus dans l'étude de la corrélation angulaire différentielle $\beta\gamma$ dans $^{122}_{51}\text{Sb}$ sont données au chapitre VIII.

CORRELATIONS ANGULAIRES (βe^-) ($e^- e^-$)

L'étude des corrélations angulaires de deux particules chargées peut se faire avec le double spectromètre, les modifications à apporter à l'ensemble peuvent se voir sur la figure 30.



- Fig. 30 -

APPLICATION $^{76}_{33}\text{As}$

Introduction.

Ce radioisotope a été découvert par AMALDI [15], et a fait depuis l'objet de nombreuses études : parmi les plus récentes, nous trouvons celle de N. MARTY, J. LABERRIGUE et H. LANGEVIN [16] et celle de P. HUBERT [17].

Ces études ont surtout porté sur la forme du spectre β et sur le rayonnement γ . P. HUBERT a montré cependant qu'une analyse classique de FERMI et l'utilisation des résultats de l'étude du rayonnement γ ne suffisaient pas à établir le schéma de désintégration.

Nous n'avons pas fait pour ce travail de détermination précise d'énergie pour les rayonnements β et γ . Nous utiliserons donc les résultats de P. HUBERT qui sont les plus précis à notre connaissance (tabl. I).

TABLEAU I

β	Energie (keV)	γ	Energie (keV)
1	2 360	1	555
2	2 400	2	648
3	1 750	3	1 210
4	1 200	4	1 410
5	350	5	2 060

Le travail a comporté les points suivants : décomposition classique du spectre β , étude des spectres partiels en coïncidence et analyse des rayonnements γ en coïncidence.

SPECTRE β

Le spectre direct a été étudié avec une source d'arséniate d'ammonium de quelques microcuries. Le spectre β de la figure 31 a été obtenu avec un pouvoir séparateur d'environ 3 pour cent. Les spectres partiels représentés également ont été obtenus par l'analyse classique de FERMI en tenant compte du fait que le premier spectre n'a pas une forme permise, mais une forme interdite de type α , ce que nous avons pu vérifier par la non-linéarité du diagramme de FERMI dans le domaine d'énergie où ce spectre apparaît seul.

MESURE EN COINCIDENCES $\beta\gamma$

Le spectre en coïncidence (fig. 31) est obtenu en détectant les coïncidences entre particules β et γ de toutes énergies.

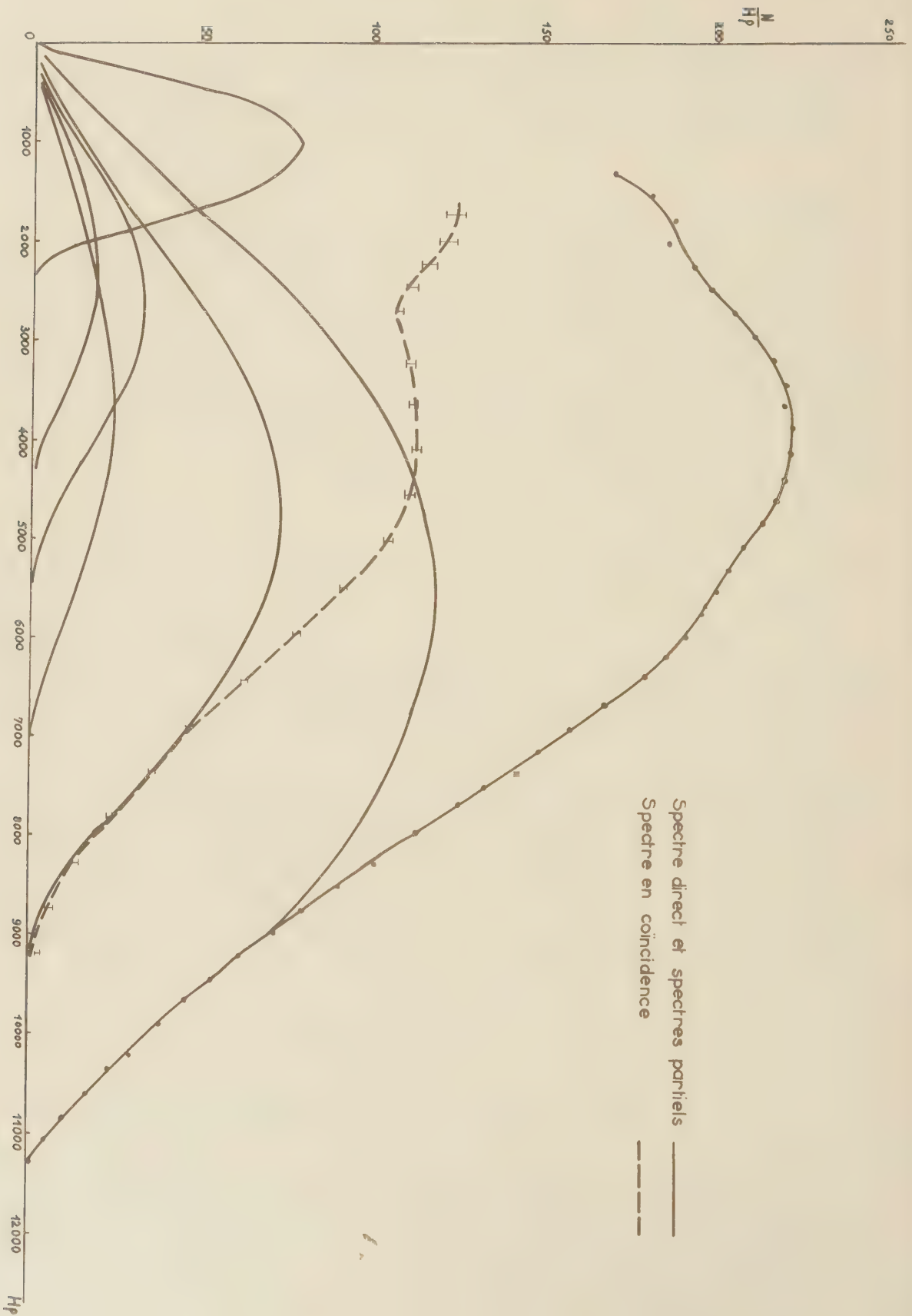
D'une façon générale, ce spectre peut apporter des renseignements complémentaires ; en effet, si l'on suppose que la position des différents γ est connue dans le schéma de désintégration, il permet de confirmer les valeurs des rapports d'embranchement des spectres β partiels.

Supposons qu'une particule β_i appartenant au i ème spectre de rapport d'embranchement p soit suivie par un ou plusieurs rayons γ avec un coefficient d'embranchement q , le scintillateur a une efficacité de détection ρ_E pour un rayon γ d'énergie E . Les spectres β partiels correspondant à des transitions déterminées ont des formes connues, c'est-à-dire qu'on connaît $N_{\beta}(H, \rho)$ ou le nombre de particules du i ème spectre qui arriveraient au compteur s'il avait un coefficient d'embranchement égal à 1.

On détectera pour un ensemble de n spectres partiels en coïncidence, la somme

$$N_c(H, \rho) = \sum_{i=1}^n p_i N_{\beta_i}(H, \rho) q_i \rho_E \quad (1)$$

S'il n'est pas possible de ne proposer qu'un seul schéma de désintégration par l'étude du spectre β direct, le calcul de cette fonction pour les différentes propositions et sa comparaison avec la fonction expérimentale peut donc permettre de lever le doute.



- Fig. 31 -
Spectre β

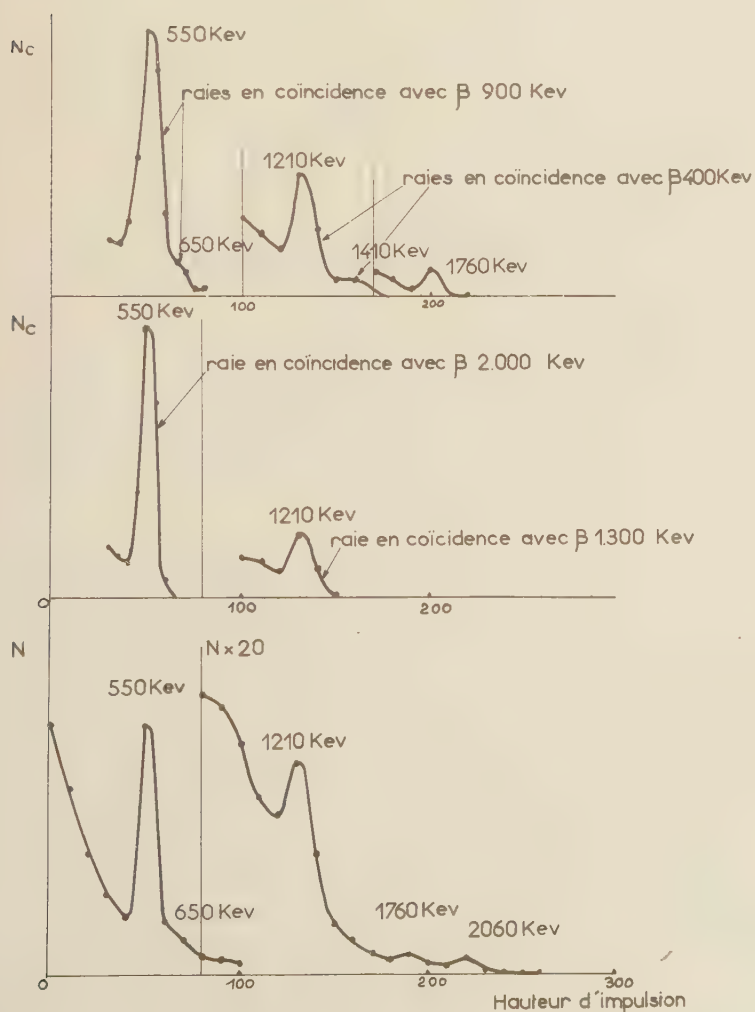
L'intérêt de cette possibilité est qu'il est assez aisé d'obtenir expérimentalement ce spectre ; car on utilise dans ce cas, pour la détection des γ , l'effet photoélectrique et l'effet Compton et ainsi les valeurs de ρ_E sont assez grandes.

Remarque.

Dans le cas où les valeurs de ρ_E ne sont pas très faibles devant l'unité pour la détection de plusieurs γ en cascade, on devra rectifier la formule pour tenir compte de la probabilité de détection simultanée de plusieurs γ .

INTERPRETATION DES RESULTATS -

Pour le radioisotope $^{76}_{33}\text{As}$ nous avons reporté sur la figure 31 le spectre obtenu en coïncidence avec tous les rayons γ sans sélection d'amplitude, c'est-à-dire, en utilisant les détections par effet Compton et photoélectrique.



- Fig. 32 -

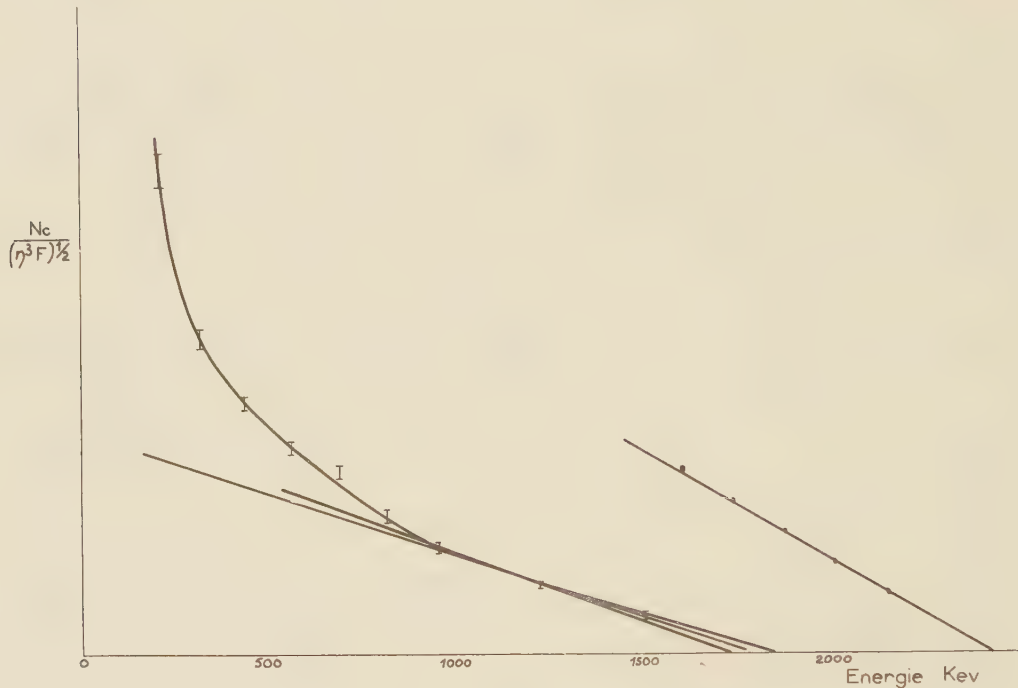
L'analyse du rayonnement γ en coïncidence avec des particules β^- d'éner-

Sur la figure 32, nous avons montré les portions de spectre γ en coïncidence avec des particules β d'énergie déterminée.

Nous avons reporté le diagramme de FERMI (fig.33) de la seconde transition apparaissant seule en coïncidence avec le γ de 550 keV, et le diagramme de FERMI du spectre obtenu en ne prenant que les coïncidences ayant lieu avec des γ d'énergie supérieure à environ 800 keV (discrimination d'amplitude), ce dernier diagramme montre clairement que la troisième transition à 1750 keV est en coïncidence avec le γ de 1210 keV, qui serait ainsi une transition en parallèle avec les transitions de 650 et 550 keV.

gie 1 300 keV confirme ce résultat.

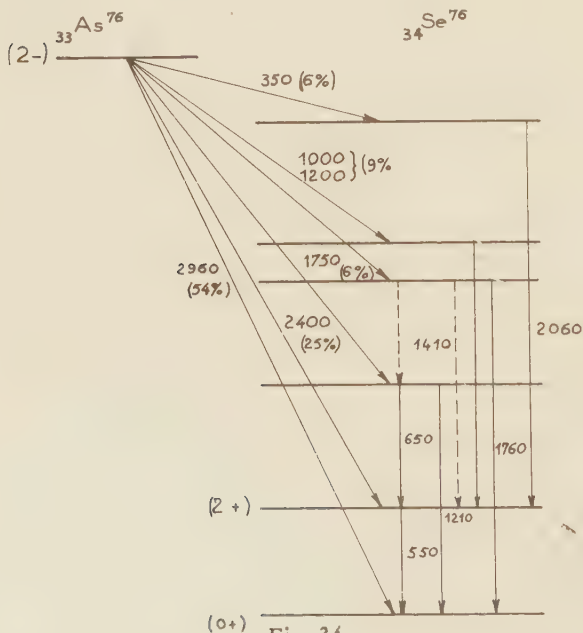
Pour situer le rayon γ de 1 410 keV, nous constatons qu'il est en coïnci-



- Fig. 33 -

Diagrammes de Fermi

dence avec des particules β d'énergie 400 keV ; il aboutit ainsi probablement au niveau de 550 keV et non au niveau de 1 210 keV, la même remarque, appliquée au γ 1 750 keV, permet de montrer qu'il aboutit au niveau fondamental.



- Fig. 34 -

Schéma de désintégration proposé

Le troisième spectre (1 750 keV) a une intensité relative de 6 pour cent et d'après P. HUBERT [17] le γ de 1 210 keV a une intensité de l'ordre de 15 pour cent : il est donc très probable que certains spectres β partiels donnent lieu à des désexcitations qui aboutissent au niveau de 1 210 keV. On peut remarquer que le γ de 1 760 keV de très faible intensité [15] s'il appartient réellement au radio-isotope étudié, donne avec 1 210 keV, une différence d'énergie voisine de γ , (555 keV) : il est ainsi possible que l'un au moins de ces deux γ soit double. De toute façon, une détermination précise des éner-

gies des rayons γ de $^{76}_{33}\text{As}$ paraît utile pour pouvoir proposer un schéma de désintégration sans ambiguïté : en retenant l'hypothèse d'un γ double, nous avons proposé le schéma de la figure 34.

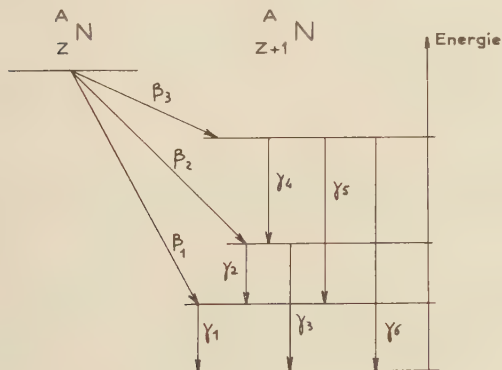
CHAPITRE VII

RAPPELS THEORIQUES DE RADIOACTIVITE β

INTRODUCTION -

Un noyau A_ZN peut se désintégrer par radioactivité β^- et donner le noyau ${}^{A}_{Z+1}N$, il peut aussi se désintégrer par radioactivité β^+ ou capture K et le noyau final est ${}^A_{Z+1}N$.

En général, le noyau final se trouve dans un état excité, la valeur de l'énergie d'excitation et les différentes voies possibles d'obtention de ce noyau et de retour à l'état fondamental peuvent être représentées par un schéma de désintégration (fig. 35).



L'étude du schéma de désintégration comportera la détermination de l'énergie des niveaux excités, des moments angulaires et des parités de ces niveaux. Nous allons rappeler les données théoriques qui permettent d'obtenir ces résultats par l'étude expérimentale de la radioactivité β .

HYPOTHESE DU NEUTRINO -

L'hypothèse de l'émission d'un neutrino simultanément avec une particule β a été faite pour qu'à chaque émission β , l'énergie, la quantité de mouvement et le moment angulaire soient conservés.

Les particules β émises présentent un spectre d'énergie s'étendant depuis une valeur voisine de 0 jusqu'à une certaine énergie $E_{\max}$ qui varie selon les transitions considérées. Suivant l'hypothèse du neutrino, celui-ci emporte l'énergie que la particule β a laissée disponible dans chaque phénomène d'émission : les neutrinos sont donc émis également avec un spectre d'énergie.

Pour que les conditions de conservation des moments angulaires et des charges soient remplies, le neutrino doit avoir un spin $1/2$ et ne doit pas avoir de charge.

PROBABILITES DE DESINTEGRATION β

Selon la théorie de FERMI [2], la probabilité par unité de temps pour l'émission d'une particule d'impulsion comprise entre p et $p + dp$ a toujours l'expression suivante :

$$P(p)dp = \underbrace{\frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3}}_1 \underbrace{p^2 (E_0 - E)^2}_2 \underbrace{|H|^2}_2 dp \quad (1)$$

p quantité de mouvement de la particule β
 E_0 énergie maximum disponible
 E énergie de la particule

1°) Le facteur (1) dans cette expression est obtenu par la seule considération de partage d'énergie entre les deux particules, β et neutrino. Ce facteur qui ne contient pas d'autre hypothèse que celle de l'existence d'un neutrino de masse négligeable, est en général appelé facteur statistique, c'est lui qui a la plus grande influence sur la forme du spectre.

2°) Le facteur (2) est l'élément de matrice correspondant au terme d'interaction $\mathcal{H}$ qui, dans l'hypothèse originale de FERMI, a la forme suivante :

$$\mathcal{H} = G (\Psi^* \Phi \psi^* \varphi + \text{comp. conj.}) \quad (2)$$

G est la constante d'interaction ; $\Psi, \Phi, \psi, \varphi$ sont respectivement les fonctions d'onde des nucléons initial et final de l'électron et du neutrino.

L'interaction est un scalaire et une expression linéaire des fonctions d'onde. Comme chaque fonction d'onde a quatre composantes (cas relativiste), il existe 256 combinaisons quadrilinéaires telles que (2), qui peuvent être formées : le facteur d'interaction n'est donc pas unique mais, puisque c'est un scalaire, il doit être un invariant dans une transformation de Lorentz et ces combinaisons peuvent se ramener à cinq formes, selon leur comportement dans cette transformation.

Les cinq invariants possibles sont :

Scalaire	$S = G_S \rho_S = G_S (\Psi^* \beta \Phi) (\psi^* \beta \varphi)$	
Vecteur polaire	$V = G_V \rho_V = G_V [(\Psi^* \Phi) (\psi^* \varphi) - (\Psi^* \alpha \Phi) (\psi^* \alpha \varphi)]$	
Tensoriel	$T = G_T \rho_T = G_T [(\Psi^* \beta \sigma \Phi) (\psi^* \beta \sigma \varphi) + (\Psi^* \beta \alpha \Phi) (\psi^* \beta \alpha \varphi)]$	(3)
Vecteur axial	$A = G_A \rho_A = G_A [(\Psi^* \sigma \Phi) (\psi^* \sigma \varphi) - (\Psi^* \gamma_5 \Phi) (\psi^* \gamma_5 \varphi)]$	
Pseudo scalaire	$P = G_P \rho_P = G_P (\Psi^* \beta \gamma_5 \Phi) (\psi^* \beta \gamma_5 \varphi)$	

L'expression la plus générale possible de l'interaction sera une combinaison linéaire des cinq invariants de la forme :

$$G_S \rho_S + G_V \rho_V + G_T \rho_T + G_A \rho_A + G_P \rho_P \quad (4)$$

REGLES DE SELECTION -

Les fonctions d'onde φ et ψ du neutrino et de l'électron que nous admettons non perturbées par le champ de Coulomb du noyau peuvent être représentées par des ondes planes. Le produit $(\psi * \varphi)$ intervenant dans les expressions (3) sera proportionnel à $e^{-i(p+q) \cdot r/\hbar}$. Dans tous les cas, p et q (vecteurs quantité de mouvements de l'électron et du neutrino) sont d'un ordre de grandeur tel, que l'exposant de l'exponentielle est très inférieur à un et on peut la développer. La puissance ℓ de l'exposant dans le développement est appelé l'ordre de la transition. Pour $\ell = 0$, la transition est dite permise.

Tous les termes contenus dans (4) peuvent être écrits sous la forme d'une somme d'éléments de matrice nucléaire

$$\int U_f^* \Omega U_i = \int \Omega \quad (5)$$

Ω est un opérateur qui peut contenir les opérateurs intervenant dans (3) et aussi, l'opérateur à différentes puissances. Les fonctions d'onde Ψ et Φ ont été remplacées par U_i et U_f qui représentent les états nucléaires des noyaux initial et final, puisque la probabilité de désintégration β doit être étendue à tous les nucléons du noyau.

Chaque opérateur correspond à un type d'émission de la paire électron-neutrino. Par exemple, si l'interaction est S, l'opérateur correspond à l'émission d'une paire électron-neutrino sans moment angulaire orbital et dans l'état singulet sera β et l'élément de matrice s'écrira symboliquement $\int \beta$.

Si l'interaction est T, il y a émission d'une paire électron-neutrino sans moment angulaire orbital, mais dans l'état triplet, et l'opérateur est $\beta \sigma$ et l'élément de matrice s'écrit $\int \beta \sigma$. Dans le premier cas $\int U_f \beta U_i$ s'annule si I_f est différent de I_i et s'il y a changement de parité ; en effet, la paire électron-neutrino n'emporte aucun moment angulaire et leur spin est nul, il ne doit pas y avoir de changements de I et de parité. La règle de sélection pour

l'interaction S pour $\ell = 0$ sera donc $\Delta I = 0$ non. Les règles de sélection pour chaque opérateur sont rappelées dans le tableau I (transitions permises).

TABLEAU I

$\int_{\beta} \int_1$	S.V.	$\Delta I = 0$
$\int_{\beta} \int_{\sigma}$	T.A.	$\Delta I = 0 \pm 1$ (non $0 \rightarrow 0$)

Les règles de sélection correspondant aux interactions S et V, quel que soit l'ordre de la transition, qui permettent l'émission dans l'état singulet, sont connues sous le nom de règles de sélection de FERMI ; celles qui correspondent aux interactions T et A et qui permettent l'émission dans l'état triplet, sont les règles de GAMOW-TELLER.

INFLUENCE DU CHAMP COULOMBIEN -

L'onde ψ est perturbée par le champ de Coulomb du noyau : dans le cas réel $Z \neq 0$, il y aura une déformation du spectre. Les particules β^- seront ralenties, on trouvera une diminution du nombre des particules énergiques et une augmentation du nombre des particules peu énergiques ; les particules β^+ seront accélérées, la déformation aura lieu dans l'autre sens.

L'influence du champ de Coulomb interviendra sous la forme d'un facteur correctif $F(Z E)$ dans l'expression de la probabilité de désintégration : cette fonction a été calculée avec une bonne précision.

LONGMIRE et BROWN [18] ont également calculé la perturbation apportée par les électrons périphériques aux particules β peu énergiques (effet d'écran).

Produit ft.

La probabilité de désintégration peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P(p) dp = \frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} p^2 (E_0 - E)^2 F(Z E) \left| \int \Omega \right|^2 dp \quad (6)$$

La constante de désintégration $\lambda = \int_0^{p_{\max}} P(p) dp$ est égale à

d'où

$$\frac{\text{Ln}2}{t} = K' f \left| \int \Omega \right|^2$$

$$\text{Si} \quad f = \int_0^{p_{\max}} F(Z, E) p^2 (E_0 - E)^2 dp$$

$$\text{Soit} \quad ft = \frac{K}{|\int \Omega|^2} \quad (7)$$

Pour un noyau se désintégrant avec une période t et donnant un spectre d'énergie maximum E_0 , le produit ft peut être calculé. Les éléments de matrice $\int 1$ ou $\int \sigma$ intervenant dans les transitions permises, sont du même ordre de grandeur, les produits ft pour toutes les transitions permises doivent l'être aussi : on constate bien ceci expérimentalement. D'après la valeur du produit ft , les transitions peuvent être classées dans une certaine mesure.

INTERACTIONS -

La présence de plusieurs types d'interactions est nécessaire pour pouvoir expliquer certaines transitions permises par leur valeur de ft , dont la variation de spin connu ne correspond pas soit aux règles de sélection de FERMI (SV), soit aux règles de sélection de GAMOW-TELLER (TA) ; au moins deux types d'interaction doivent donc être présents.

En admettant la forme la plus générale (4), les termes statistiques et de Coulomb de l'expression (1) de la probabilité de désintégration sont multipliés par le facteur suivant :

$$C_0 = \left| \int 1 \right|^2 (G_S^2 + G_V^2) + \left| \int \sigma \right|^2 (G_A^2 + G_T^2) + \frac{2\gamma}{E} \left[G_S G_V \left| \int 1 \right|^2 + G_T G_A \left| \int \sigma \right|^2 \right]$$

$$\gamma = m_0 c^2 (1 - \alpha^2 Z^2)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

(- ou + selon qu'il s'agit de radioactivité β^- ou β^+)

Les termes dépendant de l'énergie $\frac{2\gamma}{E} \left[\right]$ sont les termes d'interférence de FIERZ : d'après la forme expérimentale des spectres permis, ces termes sont nuls ou très faibles ; on en déduit :

$$2 G_S G_A \ll G_S^2 + G_V^2$$

$$2 G_T G_V \ll G_T^2 + G_A^2 \quad (9)$$

Il ne peut donc exister qu'un seul type de FERMI et un seul type de GAMOW-TELLER.

Des transitions remarquables (neutron, ^3H , ^6He), pour lesquelles on peut calculer les éléments de matrice, permettent de trouver le rapport des forces

d'interaction de FERMI G_F (G_S ou G_V) sur les forces d'interaction de GAMOW-TELLER G_{GT} (G_T ou G_A). Ce rapport est assez voisin de un [19] .

Les spectres de première interdiction avec $\Delta I = 1$ ont, en général, une forme permise et cela permet d'éliminer les combinaisons (S.A) et (V.T) qui feraient également apparaître des termes en $\frac{1}{E}$.

Les corrélations angulaires électron-neutrino dépendent du type d'interaction : il est donc possible de trouver la bonne combinaison à l'aide d'expérience de recul nucléaire. Les dernières expériences sur ${}^6\text{He}$ sont en faveur de la combinaison (S.T) (C.S.Wu).

PREMIERE INTERDICTION -

Pour ces transitions, il faut considérer les termes supérieurs du développement de l'exponentielle : ceci introduit de nouveaux opérateurs qui répondent à d'autres règles de sélection. Les termes apparaissant dans le développement sont maintenant d'un ordre de grandeur inférieur et ces transitions sont donc moins probables que les transitions permises.

L'intérêt de ces transitions interdites est qu'elles peuvent donner lieu à des formes différentes de la forme permise. En particulier, s'il y a une différence de spin égale à 2, un seul élément de matrice est alors responsable de la transition : la forme ne dépend plus de l'interaction mais seulement du terme correctif $C_1^2 = p^2 + q^2$ provenant du développement (q impulsion du neutrino). Plusieurs transitions de ce type ont été observées et le facteur correctif s'est toujours bien appliqué.

Les transitions de première interdiction avec un changement de spin égal à 1 sont particulièrement intéressantes, car la forme du spectre peut dépendre de la combinaison d'interactions. Cependant, dans la plupart des cas, le facteur de Coulomb indépendant de l'énergie est prépondérant et la forme peut ne différer que très peu de la forme permise.

Dans l'hypothèse qui semble bien confirmée par les expériences récentes d'une combinaison (S.T), MAHMOUD et KONOPINSKI [20] ont donné l'expression suivante du coefficient de correction, dans le cas où l'élément de matrice responsable de la transition avec changement de spin égal à 2 est négligeable

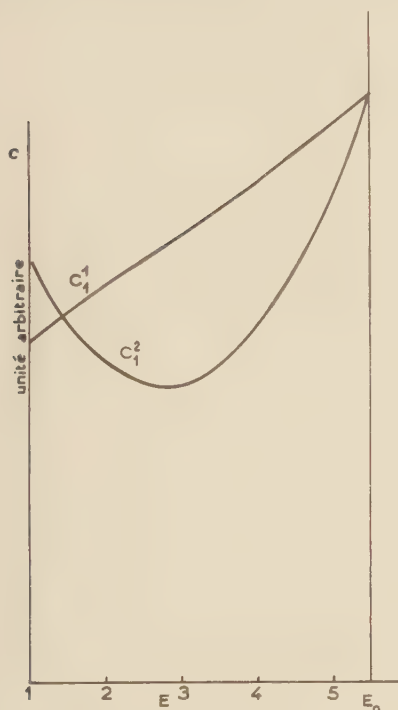
$$C_1^1 = \left[\frac{\alpha Z}{2R} (1+x_1 - y_1) + (1+x_1) \frac{p^2}{3E} + (1-x_1) \frac{q^2}{3} \right]^2 + \left(\frac{1+x_1}{3} \frac{p}{E} \right)^2 + \frac{(1-2x_1)^2}{18} p^2 + \frac{(1+2x_1)^2}{18} q^2$$

x_i , y_i sont des rapports de différents éléments de matrice.

Le fait que beaucoup de transitions de ce type ont un spectre de forme permise peut s'expliquer par des valeurs de x_i , y_i , telles que les termes qui dépendent de l'énergie soient faibles devant le terme constant.

ETUDE EXPERIMENTALE -

La comparaison entre les formes expérimentales et théoriques d'un spectre β se fait en portant en ordonnées la fonction $(\frac{N}{p^2_F})^{1/2}$, où N représente le nombre



de particules détectées par intervalle de quantité de mouvements ; d'après (6), on peut voir que cette fonction est proportionnelle à $E_0 - E$, cette représentation est appelée généralement diagramme de FERMI-CURIE, elle permet de déterminer E_0 avec précision. Lorsqu'il n'y a qu'un seul spectre permis d'énergie maximum E_0 , le diagramme se réduit à une droite qui coupe l'axe des abscisses à E_0 .

Si le spectre expérimental n'a plus la forme permise, son diagramme de FERMI n'est plus linéaire, on conserve cependant cette représentation et, si le coefficient de correction C appliqué est correct, le diagramme expérimental multiplié par $\frac{1}{C^{1/2}}$ doit être linéaire, l'énergie E_0 qui intervient dans les coefficients de correction sera la valeur déterminée par le diagramme non corrigé. La figure 36 représente, à titre d'exemple, les variations des coefficients de correction C_1^1

- Fig. 36 -

($\Delta I = 1$, première interdiction) et C_1^2 ($\Delta I = 2$, première interdiction) en fonction de l'énergie, calculée pour la transition la plus énergétique ($E_0 = 5,52$) unité $m_0 c^2$ de $^{124}_{51}\text{Sn}$ ($Z = 51$) (chap. IX).

CHAPITRE VIII

ETUDE DE $^{122}_{51}\text{Sb}$ (2,8 j)

Le radioisotope $^{122}_{51}\text{Sb}$ a été obtenu pour la première fois par AMALDI [15] et ses collaborateurs, par irradiation d'antimoine naturel par des neutrons lents. Ils trouvèrent qu'il décroissait, avec une période de 2,5 j, par émission β et γ . Ce corps fut par la suite l'objet de nombreux travaux dans le but de déterminer sa période et l'énergie des rayonnements émis : l'ensemble des résultats figure dans le tableau I.

TABLEAU I

Auteurs	Réf.	Energie β			γ Energie keV		
		β_1	β_2	β_3	γ_1	γ_2	
MITCHELL et coll.	21	1 760	810		960		
MILLER et CURTISS	22	1 940	1 360				
RALL et WILKINSON	23				570		
MANDEVILLE-SCHERB	24	1 770	1 190				
CORK et coll.	25	2 000	1 400	450	566	694	553
							616
							647
							950
							1 100
							1 200
							1 900?

On peut constater que les résultats publiés sont assez souvent imprécis, sauf pour l'étude la plus récente de CORK qui présente cependant quelques désaccords avec des résultats antérieurs.

Conformément aux prévisions de la théorie des couches, la première transition (β_1) doit présenter une forme interdite α et ce fait semble maintenant assez bien établi. Pour la seconde transition β_2 , l'existence de corrélations angulaires $\beta\gamma$ [17] indiquerait une forme interdite dans l'hypothèse où un seul élément de matrice intervient, mais les expérimentateurs ont rapporté, en général, une forme permise. Il semble que ce spectre n'ait été étudié en coïncidence que dans la référence [26] ; pour les transitions moins énergiques, il n'y a que

très peu d'indications.

Dans le but d'établir un schéma cohérent relatif aux spins et aux parités des niveaux déterminés par les principales transitions observées, nous avons repris l'étude de ce radioélément avec les techniques précédemment exposées.

Le travail a compris l'étude des rayonnements γ , l'étude du spectre β et, enfin, l'étude des coïncidences et corrélations angulaires $\beta\gamma$.

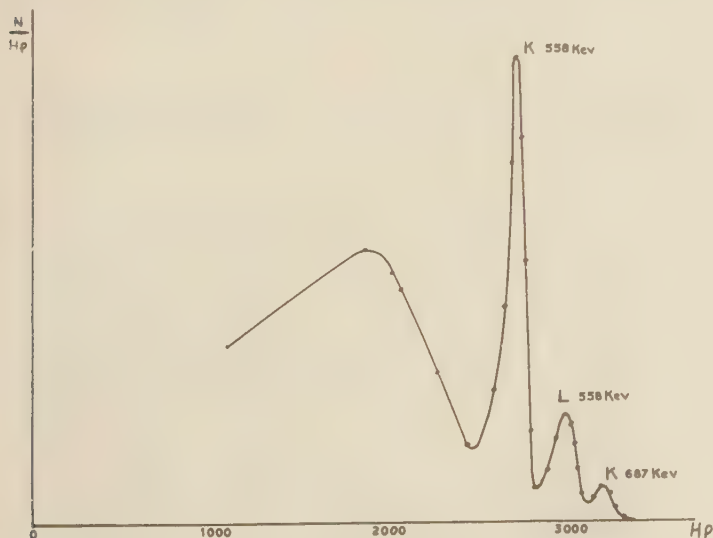
ETUDE DU RAYONNEMENT γ

L'étude du rayonnement γ a été faite pour cet isotope par deux méthodes :

- 1°) par spectrométrie magnétique
- 2°) par spectrométrie magnétique et détection par scintillations.

1°) SPECTROMETRIE MAGNETIQUE -

Les sources nécessaires pour l'étude du rayonnement γ par spectrométrie magnétique doivent être relativement intenses, c'est-à-dire qu'il faut irradier plusieurs centaines de milligrammes d'antimoine ; pour cette raison, cette expérience n'a été faite qu'avec de l'antimoine spectroscopiquement pur mais non enrichi en isotope de masse 121.

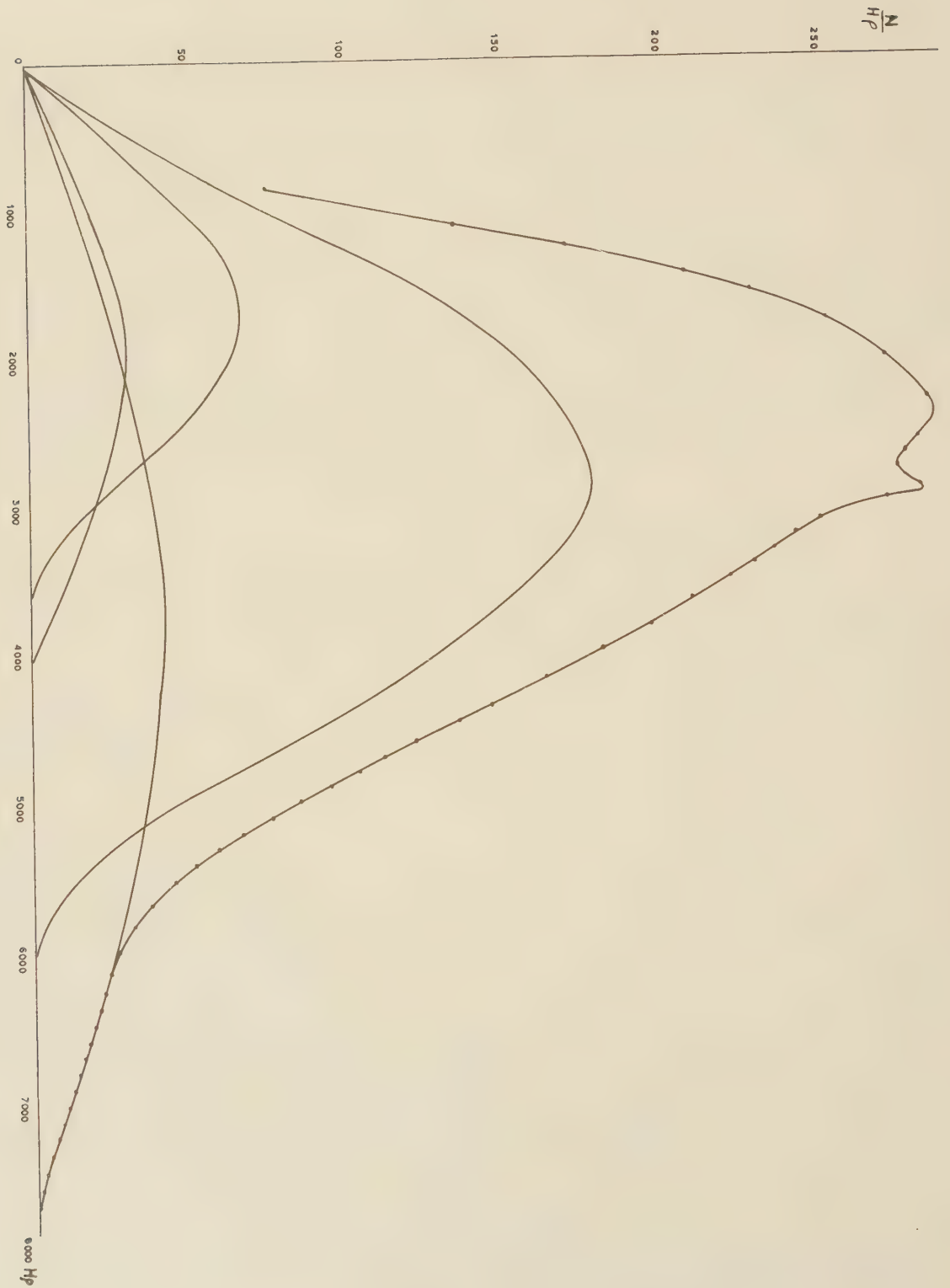


- Fig. 37 -

Electrons Compton et photoélectrons des γ de $^{122}_{51}\text{Sb}$ le spectre obtenu, on peut distinguer les raies K et L de γ_1 (558 keV) et seulement la raie K de γ_2 (687 keV). Les raies correspondant aux γ plus énergiques n'ont pu être décelées en raison de leur faible intensité et du bruit de fond dû aux γ diffusés par les parois de la chambre et la bobine du spectromètre (chap. III).

2°) SPECTROMETRIE MAGNETIQUE, DETECTION PAR SCINTILLATIONS

Les γ de 100 et 1250 keV ont une très faible intensité par rapport



- Fig. 38 -
Spectre β

aux γ de 558 keV : pour une intensité de courant correspondant à la focalisation d'électrons d'énergie supérieure à 558 keV, la plus grande partie du taux de comptage est donc due à la détection du γ de 558 keV diffusé, d'énergie inférieure : la méthode de détection par scintillations donnant une nouvelle sélection d'énergie (chap. III) permet, dans ce cas, de voir les très faibles raies photoélectriques correspondant aux γ de 1 100 keV et 1 250 keV.

TABLEAU II

γ	Energie keV	Intensité relative $\frac{I}{I_1}$
1	558	1
2	687	0,08
3	1 100	
4	1 250	

L'énergie de γ_1 est aussi déterminée par sa raie K de conversion interne, visible dans le spectre continu (fig. 38). Les autres raies faibles signalées par CORK [25] n'apparaissent pas, le pouvoir séparateur n'étant pas suffisant.

ETUDE DU SPECTRE β - PREPARATION DES SOURCES -

Toutes les sources utilisées pour l'étude du spectre β ont été préparées de la même manière : le dépôt uniforme d'antimoine, obtenu par évaporation thermique sous vide, se formait sur une lame de formvar : cette lame reposait encore sur le support de verre où elle s'était formée [27] ; l'ensemble, lame de formvar et dépôt, était détaché du support et exposé ainsi aux flux de neutrons thermiques de la pile de Châtillon.

Dans les expériences au spectromètre solénoïdal, les sources avaient un diamètre de 10 mm et une densité superficielle variant de 0,5 à 1 mg/cm², cette épaisseur est acceptable, car l'étude n'a pas été faite à très basse énergie.

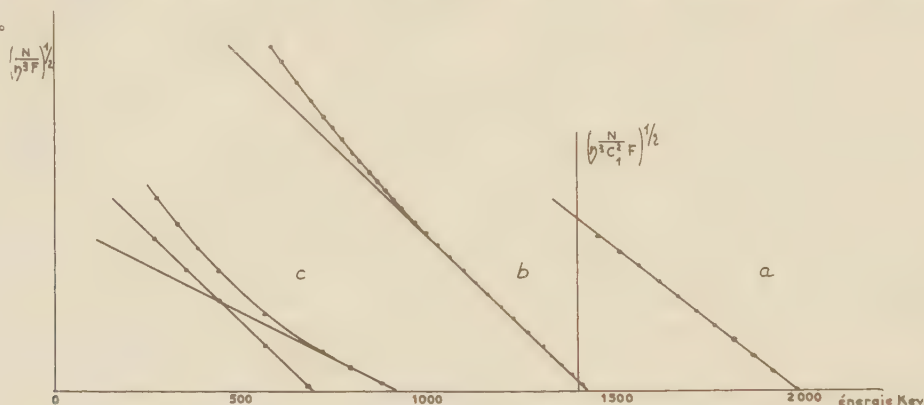
Dans les expériences au spectromètre à coïncidence, les sources dont l'épaisseur était de même ordre de grandeur que pour les précédentes, se présentaient sous la forme de rectangles d'environ 5 x 2 mm de dimensions.

Le spectre β représenté par la figure 38 a été obtenu au spectromètre solénoïdal avec un pouvoir séparateur de 2 pour cent.

DECOMPOSITION DU SPECTRE -

L'étude a d'abord comporté une étude précise de la forme du spectre β dans la région au-dessus de 1 400 keV jusqu'à la limite supérieure où il est extrêmement probable qu'il n'y a qu'une seule transition (absence de γ intenses de faible énergie).

Cette expérience a été faite avec des sources relativement intenses. Si l'on tient compte de la perturbation apportée par le spectre énergétique de $^{124}_{51}\text{Sb}$, on obtient une forme parfaitement compatible avec une première interdiction et un changement de spin égal à 2 ; le diagramme de FERMI (fig. 39) de cette transition, dans la limite d'énergie où elle est simple, rend compte de ces résultats.



- Fig. 39 -

Diagrammes de Fermi

La valeur de l'énergie limite obtenue ($1\,970 \pm 10$ keV) est en assez bon accord avec la valeur récente de CORK [25].

Les valeurs des énergies et intensités des spectres partiels d'énergie limite inférieure dépendent évidemment de l'hypothèse faite sur la transition la plus énergétique. En admettant pour cette transition la forme α , nous trouvons que le diagramme de FERMI de la seconde transition est linéaire (fig. 39) ou présente la forme permise ; l'énergie limite de ce second spectre est de 1 410 keV, valeur vérifiée par les expériences en coïncidence. On trouve cependant que le diagramme de FERMI reste linéaire jusqu'à environ 900 keV. Il serait tout à fait imprécis de poursuivre la décomposition au delà du second spectre, si l'on n'avait pas obtenu l'énergie limite des spectres peu énergiques par la méthode des coïncidences.

COINCIDENCES $\beta \gamma$

Le spectre de scintillations du rayonnement γ de $^{122}_{51}\text{Sb}$ obtenu avec un cristal enrobé (Harshaw) de 1,5 inch x 0,5 inch est représenté par la figure 40. Dans la première expérience, on a détecté les coïncidences entre particules β

focalisées et le rayonnement γ avec une faible valeur de discrimination. On obtient alors le spectre 2 dont le diagramme de FERMI en coïncidence a été représenté (fig. 39b). Les fluctuations statistiques, représentées par des traits

verticaux, sont la principale cause d'erreur. L'analyse du rayonnement γ avec un sélecteur à plusieurs canaux montre que le γ de 558 keV est en coïncidence avec ce spectre (fig. 40b) : on trouve aussi que le diagramme de FERMI est linéaire jusqu'à 900 keV environ, ce spectre a une forme permise en accord avec le résultat de WU [26]. CORK n'avait pas trouvé une forme permise par une méthode de décomposition ordinaire, en admettant pourtant une forme α pour le premier spectre.

Pour rechercher les spectres en coïncidence avec les γ énergiques (1 100-1 250 keV), nous avons détecté seulement les particules β en coïncidence avec les électrons Compton et les photo-

électrons de γ d'énergie supérieure à 800 keV : le diagramme de FERMI des

spectres en coïncidence apparaît (fig. 39c) et correspond probablement à deux spectres d'énergie limite :

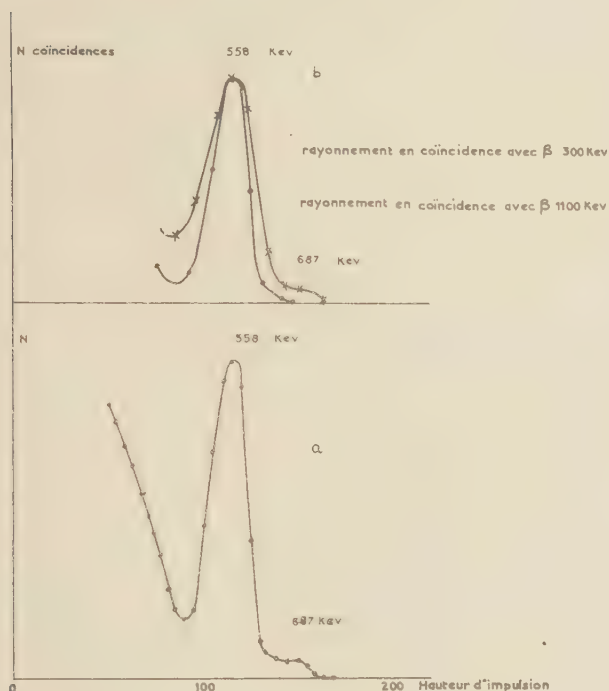
spectre 3	900 keV
spectre 4	720 keV

Les intensités de ces spectres sont obtenues par l'analyse de FERMI du spectre direct.

Ce résultat est assez divergent de celui de CORK (450 keV), c'est tout à fait explicable puisqu'il a fait l'analyse dans l'hypothèse d'une forme α pour le second spectre.

CORRELATIONS ANGULAIRES $\beta\gamma$

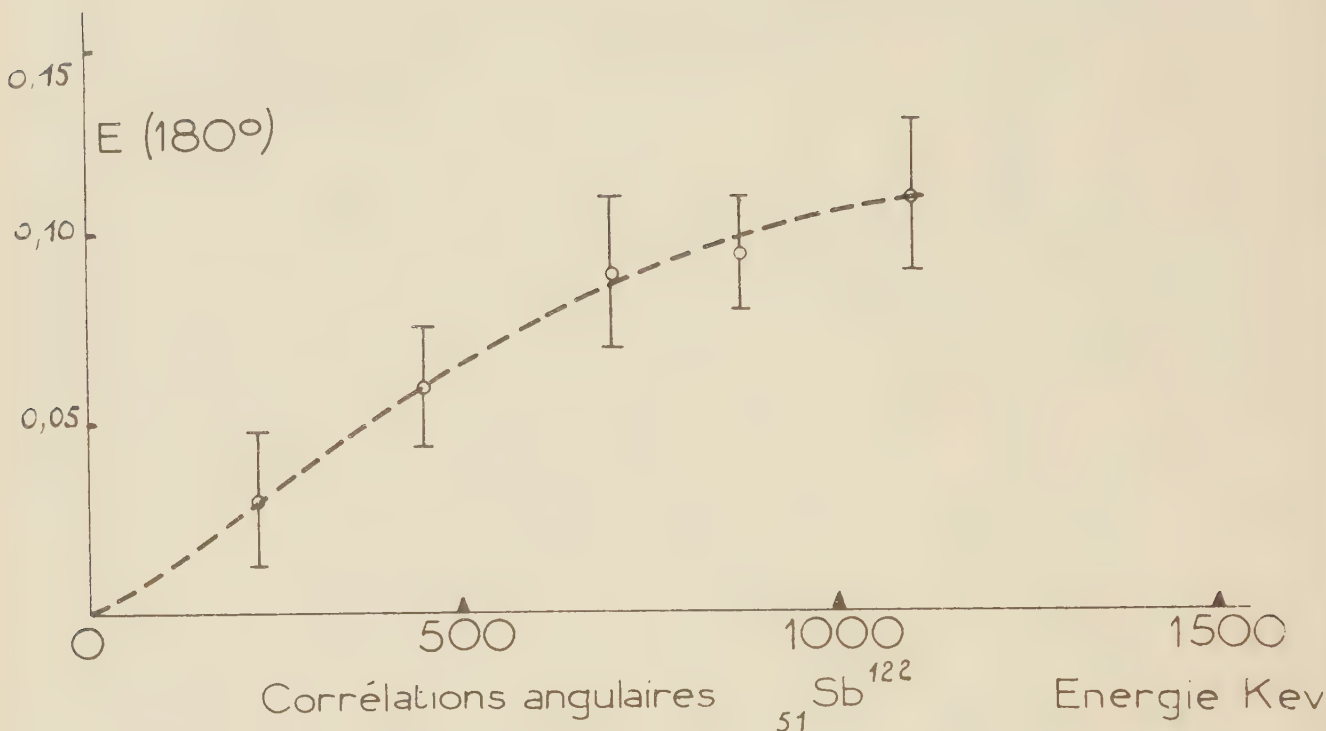
Les expériences de corrélation angulaire $\beta\gamma$ ont été faites, avec le dispositif déjà décrit (chap. V), entre les particules β du second spectre (1 410 keV) et le γ de 558 keV. La courbe donnant la valeur de l'anisotropie en fonction de l'énergie est représentée par la figure 41. La valeur $0,072 \pm 0,01$ de l'ani-



- Fig. 40 -

Spectre γ direct et en coïncidence

sotropie totale est en bon accord avec celle de SHAKNOV [29] , 0,07 obtenue avec des scintillateurs.



- Fig. 41 -

Puisque le second spectre β a une forme permise, l'existence de corrélations angulaires $\beta\gamma$ prouve, comme pour le $^{86}_{37}\text{Rb}$, que plusieurs éléments de matrice interviennent dans la désintégration de $^{122}_{51}\text{Sb}$.

DISCUSSION DES RESULTATS -

SCHEMA DE DESINTEGRATION -

La décomposition des spectres continus β , en utilisant les énergies maximales fournies par les expériences de coïncidence, est relativement précise ; il n'est malheureusement pas possible de confirmer ces résultats par comparaison avec les intensités des γ : en effet, les γ de 1100 et 1250 keV sont peu intenses et d'énergies voisines, et nous ne pouvons donner qu'une très grossière estimation. Remarquons que la somme des intensités des spectres 3 et 4 est probablement assez valable. Il n'est pas possible d'obtenir une meilleure estimation du rapport de l'intensité relative par la seule décomposition du spectre direct.

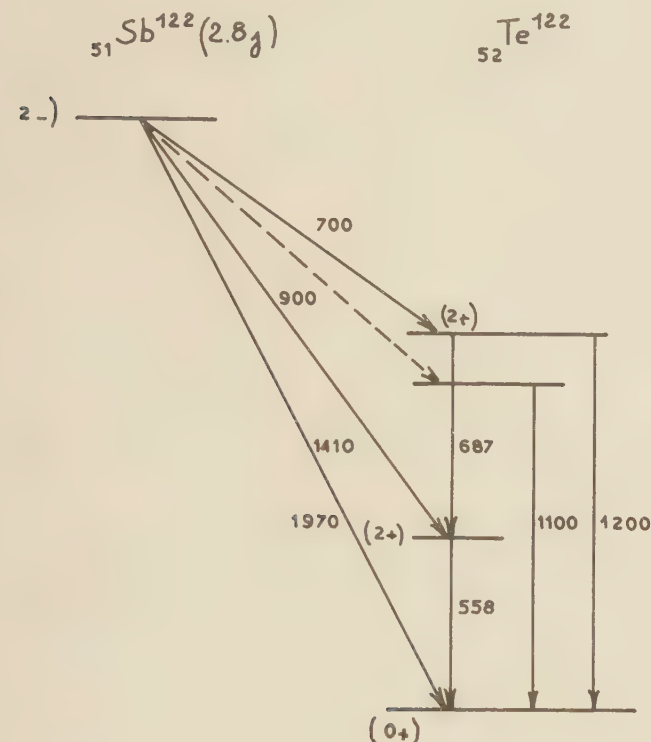
Le noyau final $^{122}_{52}\text{Te}$, étant pair-pair, doit être considéré comme ayant un état fondamental de spin nul et de parité positive ; d'après la forme du premier spectre β et la valeur élevée de son $\log ft$, on peut conclure qu'il est de pre-

mière interdiction, avec un changement de spin égal à 2. Dans ce cas, le spin de $^{122}_{51}\text{Sb}$ serait 2 et sa parité négative, ce qui est compatible avec les prévisions de la théorie des couches pour des noyaux impairs-impairs appartenant à des groupes de Schmidt différents, le 51ème

proton étant dans l'état $g \frac{7}{2}$ et le 71ème neutron dans l'état $h \frac{11}{2}$.

Les expériences de corrélation angulaire $\gamma\gamma$ [28], entre 687 et 558 keV, sont compatibles avec les attributions de spins de 0-2-2, pour les trois premiers niveaux de ^{122}Te . Pour le γ de 558 keV, le coefficient de conversion interne dans la couche K, déterminé expérimentalement, est égal à 5.10^{-3} . Cette valeur est très voisine de la valeur théorique de ROSE pour une transition E_2 , la valeur du rapport $\frac{K}{L}$ des coefficients de conversion dans la couche K et L, qui est environ 7 [24], ne détermine pas absolument la transition.

Avec l'ensemble de ces résultats, il est alors possible de



- Fig. 42 -

présenter un schéma de désintégration (fig. 42) qui contient les principales transitions β et les principaux γ dont nous avons confirmé surtout la position par des expériences de coïncidence.

CHAPITRE IX

ETUDE DE $^{124}_{51}\text{Sb}$ (60 j)

INTRODUCTION -

Le radioisotope $^{124}_{51}\text{Sb}$ (60 j) a été l'objet de nombreuses études, les désaccords d'énergie β et γ ont été la cause de ces travaux, mais aussi sa période relativement longue et la possibilité d'obtenir des sources de forte intensité spécifique ont permis de faire sur cet isotope des études longues, exigeant des sources intenses et quelquefois minces : corrélation angulaire $\beta\gamma$, corrélation angulaire $\gamma\gamma$ et corrélation polarisation $\gamma\gamma$.

Ce radioélément est obtenu également par capture de neutrons lents ; l'étude ne commence que quelques semaines après la fin de l'irradiation pour que les résultats ne soient pas perturbés par la présence des rayonnements de $^{122}_{51}\text{Sb}$ qui décroît avec une plus courte période.

Les résultats des principaux travaux concernant les déterminations des énergies β et γ ont été rapportés dans le tableau I

TABEAU I

Auteurs	Réf.	Energie β (en keV)	γ Energie keV
MITCHELL et coll	[30]	2370 - 1600 - 1000 650 - 500	603 - 650 - 714 1708 -2060 -2300
LANGER-MOFFAT-PRICE	[31]	2291 - 1690 - 950	607 - 653 - 730
LANGER-LAZAR-MOFFAT	[32]	2317 - 1602 - 966 610 - 240 -	603 - 641 - 716 1680 -2090 -
N.H. LAZAR	[33]		603 - 990 1380 -1710 -2110

Il existe d'assez grandes différences entre les résultats parce qu'on ne connaît pas la forme exacte de la transition la plus énergétique (β_1) : dans

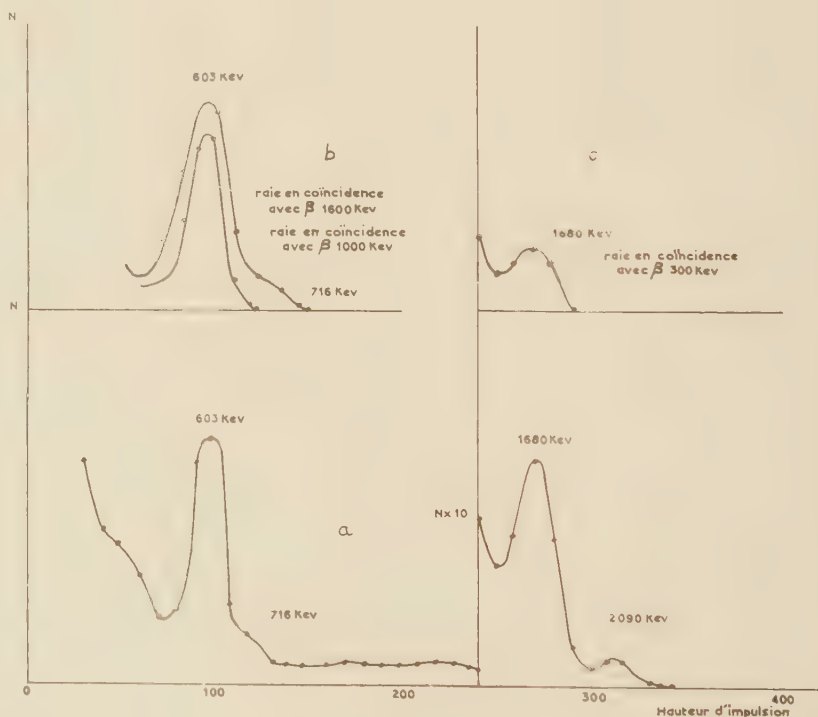
le domaine où cette transition est simple, c'est-à-dire pour une énergie comprise entre 1 600 et 2 305 keV, il est difficile de discerner entre les formes de spectre correspondant à des transitions ($\Delta I = 1$, oui) et ($\Delta I = 2$, oui).

Pour une énergie comprise entre 0 et 1 600 keV, les formes diffèrent notablement, donc la décomposition de FERMI ne donnera pas les mêmes résultats d'énergie limite et d'intensité des spectres partiels dans les deux cas. La décomposition obtenue avec la forme (1, oui) pour la transition β_1 donne des différences d'énergie en meilleur accord avec les énergies γ ; les expériences de corrélation angulaire entre la transition β_1 et le γ de 603 keV, sont également en faveur de la transition (1, oui) (M. DEUTSCH [9]).

Dans le but de confirmer le schéma de désintégration proposé par LANGER et collaborateurs, nous avons entrepris des expériences de spectrométrie en coïncidence qui ont aussi permis d'établir que la forme du spectre β_1 correspond probablement à une transition (1, oui).

RAYONNEMENT γ -

Nous avons étudié seulement le rayonnement γ par spectrométrie par scintillations. Le spectre représenté



- Fig. 43 -

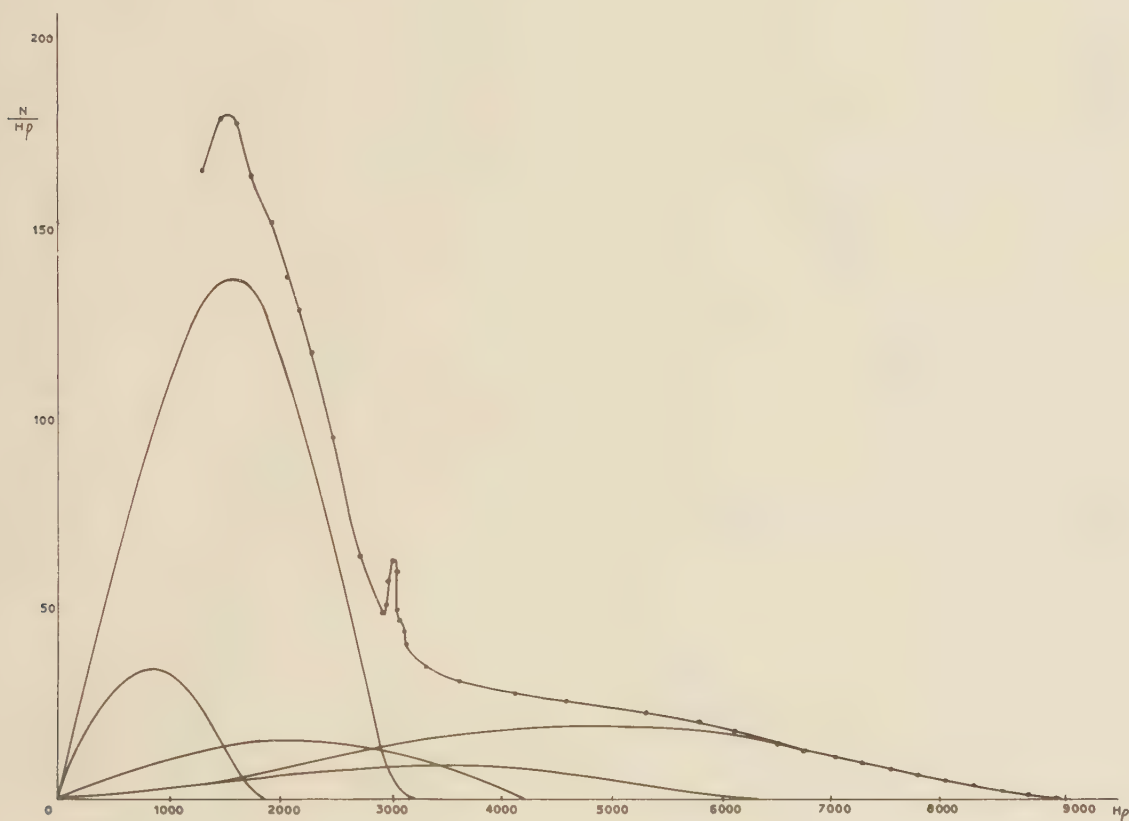
Spectre γ direct et en coïncidence

par la figure 43 a été obtenu avec le détecteur γ du spectromètre à coïncidence, la source étant placée dans la même position que pour les expériences de spectrométrie en coïncidence : on ne peut distinguer que 4 pics correspondant aux γ de (603 - 641), 716, 1 680 et 2 090 keV. Nous avons adopté pour énergie des γ , les valeurs déterminées par LANGER avec une assez grande précision.

N.H. LAZAR [33] a pu mettre en évidence par scintillations, en utilisant un gros cristal, et par une décomposition soignée du spectre, deux nouveaux γ d'énergie, 990 et 1 380 keV.

Les sources utilisées ont été préparées de la même façon que pour l'étude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, mais l'irradiation se poursuivait en général pendant quelques mois et l'étude ne commençait qu'environ un mois après la fin de l'irradiation.

Dans les expériences au spectromètre solénoïdal, les sources avaient un diamètre, soit de 10 mm, soit, pour l'étude à haute énergie, de 5 mm (meilleur pouvoir séparateur).



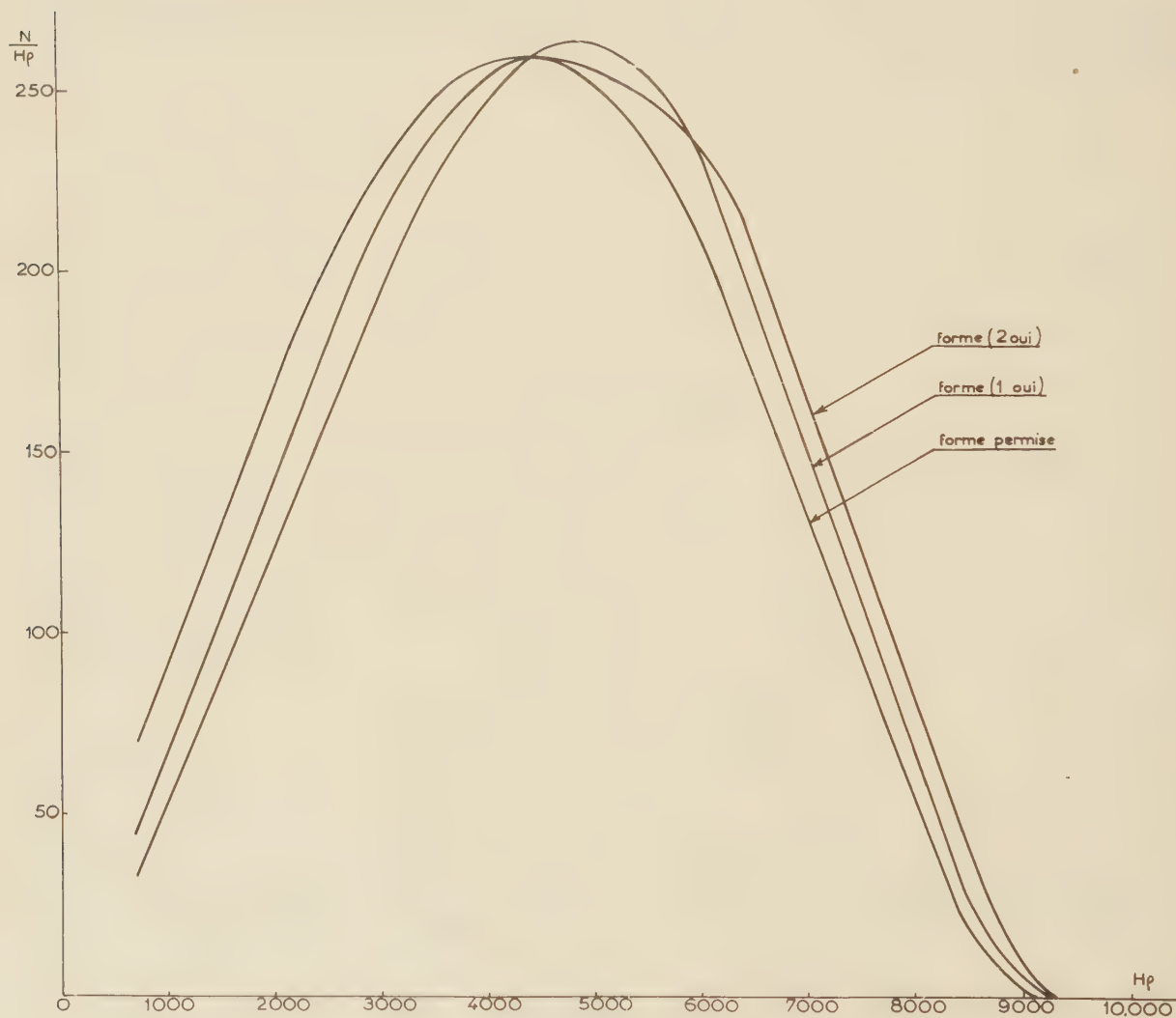
- Fig. 44 -
Spectre β

La figure 44 représente le spectre obtenu avec un pouvoir séparateur d'environ 2 pour cent jusqu'à 1 500 keV et environ 1 pour cent au-dessus de 1 500 keV.

DIAGRAMMES DE FERMI -

Le diagramme de FERMI du premier spectre indique une transition de forme non permise ; on a d'abord fait l'hypothèse (LANGER [31]) qu'il s'agissait d'une transition de première interdiction avec changement de spin égal à 2 ; mais, si

l'on analyse le spectre complexe en retenant cette hypothèse, on trouve pour la différence entre les énergies maxima des transitions β_1 et β_2 , une valeur inférieure à 716 keV, qui est pourtant la valeur de l'énergie du γ qui suit très probablement la transition β_2 comme nous l'avons montré par des expériences en coïncidence.



- Fig. 45 -

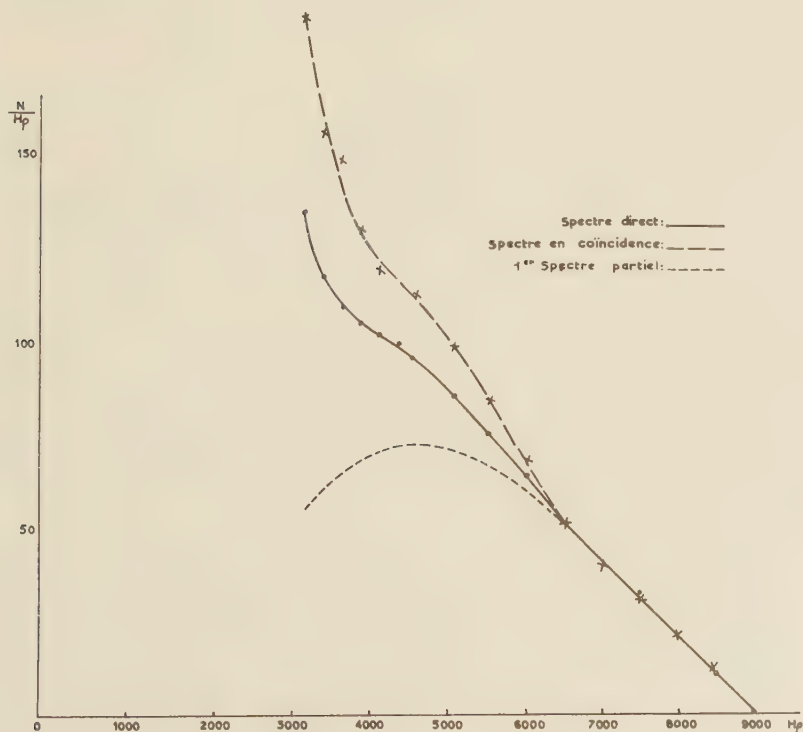
Nous avons vu, au chapitre VII, qu'en admettant une interaction mixte ST, les formes de spectres correspondant aux deux possibilités d'interdiction, $\Delta I = 2$ et $\Delta I = 1$ sont différentes, la figure 45 représente les formes obtenues en appliquant les coefficients de correction calculés au chapitre VII (fig. 36).

L'analyse du spectre complexe a été reprise dans l'hypothèse d'un changement de spin égal à 1 et la différence d'énergie est, cette fois, de l'ordre de grandeur de 716 keV (LANGER [32]).

Par l'étude des coïncidences $\beta\gamma$, nous avons trouvé un résultat en faveur de cette dernière hypothèse, nous avons alors fait l'analyse du spectre complexe : les résultats obtenus sont reportés dans le tableau II. Pour la quatrième transition, nous avons déterminé l'énergie limite par une mesure en coïncidence.

TABLEAU II

Spectre	Energie keV	Intensité pour cent	Log ft
1	$2\ 305 \pm 10$	22	10,4
2	$1\ 600 \pm 20$	7	10,0
3	940 ± 20	9	9,0
4	615 ± 10	53	7,6
5	250 ± 20	9	6,8



- Fig. 46 -

COINCIDENCES $\beta\gamma$

1°) Le spectre obtenu en coïncidence totale (sans discrimination d'amplitude) est représenté figure 46 ; il permet d'obtenir avec le spectre direct la

forme du premier spectre dans le domaine d'énergie de 940 à 2 305 keV par application de la formule 1 du chapitre VI : celle-ci donne :

$$N_c (H \rho) = p_1 N_1 (H \rho) \rho_{603} + p_2 N_2 (H \rho) [\rho_{716} + \rho_{603}] \quad (1)$$

ρ_{716} et ρ_{603} étant inférieurs à 10 pour cent chacun, on peut négliger dans l'application le nombre de coïncidences qui ont lieu par la détection simultanée des deux γ (ce nombre se retrancherait).

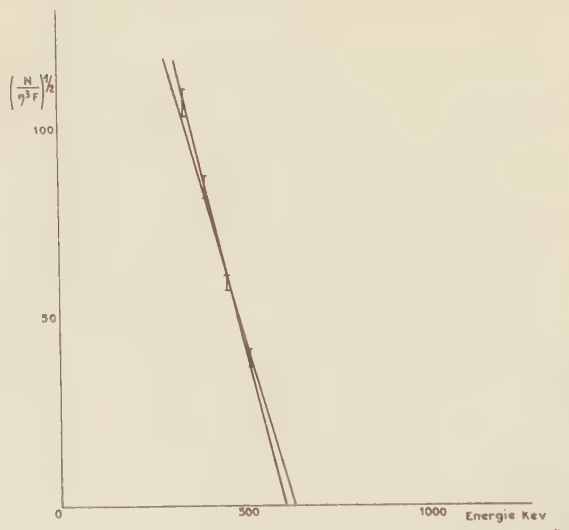
L'étude du spectre direct dans le domaine d'énergie étudié donne :

$$N (H \rho) = p_1 N_1 (H \rho) + p_2 N_2 (H \rho) \quad (2)$$

En multipliant (2) par ρ_{603} et en retranchant de (1), on obtient :

$$\begin{aligned} p_2 N_2 (H \rho) \rho_{716} &= N_c (H \rho) - N (H \rho) \rho_{603} \\ p_1 N_1 (H \rho) &= N (H \rho) - \frac{N_c (H \rho) - N (H \rho) \rho_{603}}{\rho_{716}} \end{aligned} \quad (3)$$

ρ_{603} est déterminé par le rapport $\frac{N_c (H \rho)}{N_1 (H \rho)}$ pour une valeur de $H \rho$ correspondant à une énergie supérieure à 1 600 keV. ρ_{716} est déterminé en utilisant la courbe de la figure 27. On trouve ainsi, par cette méthode, que la forme du premier spectre est assez peu différente de la forme (1, oui).



- Fig. 47 -

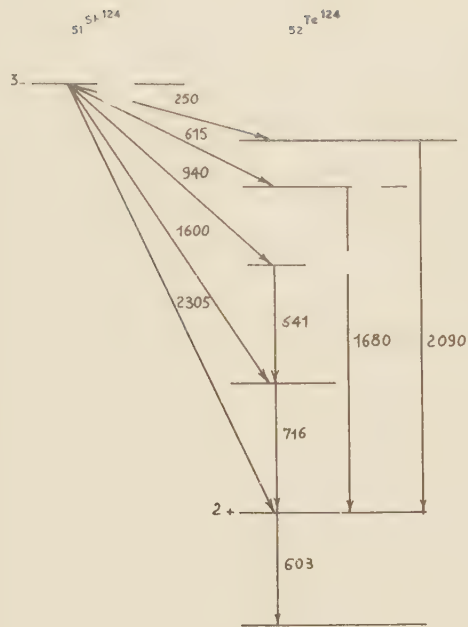
Diagramme de Fermi du 4ème spectre en coïncidence bien le deuxième spectre. La raie de 1 680 keV est en coïncidence avec des β de 300 keV, elle est donc bien en coïncidence avec le quatrième spectre.

2°) Le quatrième spectre a été obtenu en coïncidence avec le rayonnement γ de 1 680 keV ; la discrimination a été faite à 800 keV, le diagramme de FERMI est donné figure 47.

L'analyse du rayonnement γ en coïncidence a eu lieu pour plusieurs valeurs de l'énergie des particules β focalisées. La raie de 603 keV apparaît en coïncidence avec des β de 1 600 keV ; elle est donc en coïncidence avec le premier spectre (fig. 43). La raie de 716 keV est en coïncidence avec des β de 1 000 keV, elle suit donc

SCHEMA DE DESINTEGRATION -

La triple cascade 603-716-641 semble assez bien établie par les expériences de coïncidences et on peut proposer le schéma de désintégration de la figure 48. Le noyau $^{124}_{52}\text{Te}$, étant pair-pair, a un moment angulaire nul et une parité positive. La transition de 603 keV étant un quadrupole électrique, le niveau de 603 keV doit avoir un moment angulaire égal à 2 et une parité paire. En admettant que la première transition β_1 est de type ($\Delta I = 1$, oui), $^{124}_{51}\text{Sb}$ doit avoir une parité impaire et un moment égal à 3, puisque la valeur 1 donnerait lieu à une transition β à l'état fondamental du $^{124}_{52}\text{Te}$.



- Fig. 48 -

CHAPITRE X

ETUDE DE $^{125}_{51}\text{Sb}$ (2,7 ans)⁽¹⁾

INTRODUCTION -

La désintégration de $^{125}_{51}\text{Sb}$ a déjà donné lieu à plusieurs études. Les plus importantes faites avec l'emploi de spectromètres sont celles de K. SIEGBAHN et W. FORSLING [35] d'une part, et B. KERN, A. MITCHELL et D. ZAFFARANO [36] d'autre part. $^{125}_{51}\text{Sb}$ décroît avec une période de 2,7 ans par émission β^- et γ et donne naissance à $^{125}_{52}\text{Te}$ ou à son état métastable de période 58 j. Les résultats publiés par K. SIEGBAHN et B. KERN sont reportés dans le tableau I. Ils sont, en général, en assez bon accord et les deux auteurs ont pu proposer un schéma uniquement fondé sur des considérations énergétiques.

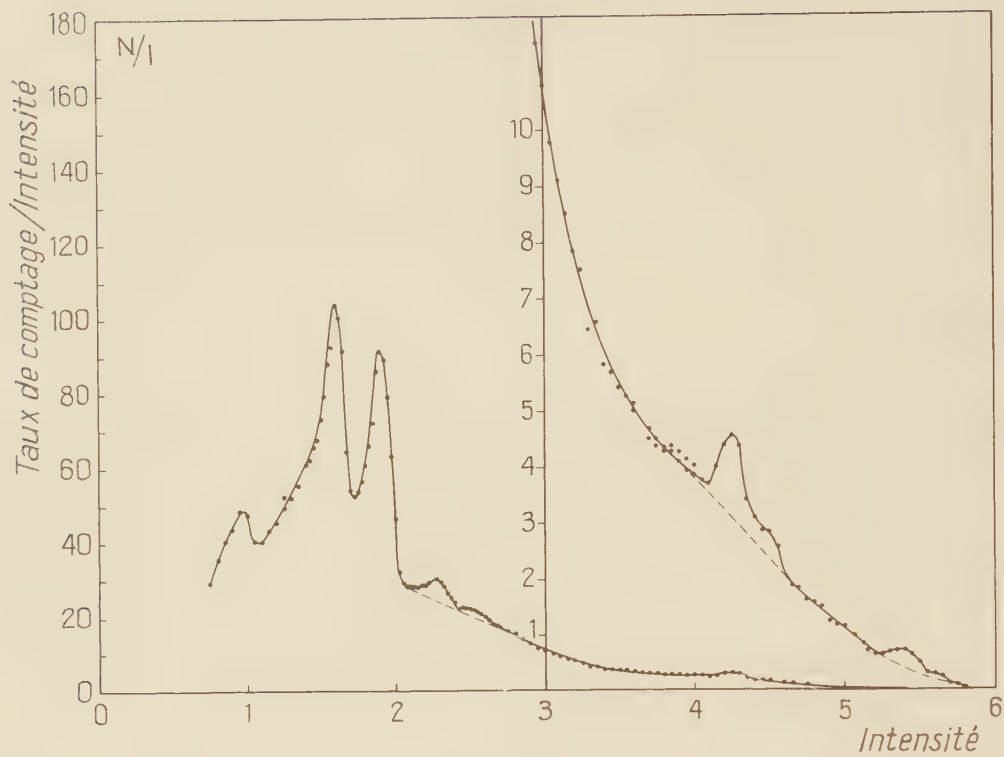
Les prévisions de la théorie des couches pour les états quantiques de $^{125}_{50}\text{Sn}$ (9,4 j), $^{125}_{51}\text{Sb}$ (2,7 ans) et $^{125}_{52}\text{Te}$ (58 j) sont respectivement $h \frac{11}{2}$, $g \frac{7}{2}$, $h \frac{11}{2}$. Le spectre β^- (2 330 keV) de $^{125}_{50}\text{Sn}$ a une forme et une valeur de log ft (8,9) correspondant à une transition de première interdiction avec $\Delta I = 2$ et changement de parité (4) ; cette transition est donc en accord avec les attributions de $h \frac{11}{2}$, $g \frac{7}{2}$. Le spectre β^- (616 keV), le plus énergétique de $^{125}_{51}\text{Sb}$, a

TABLEAU I

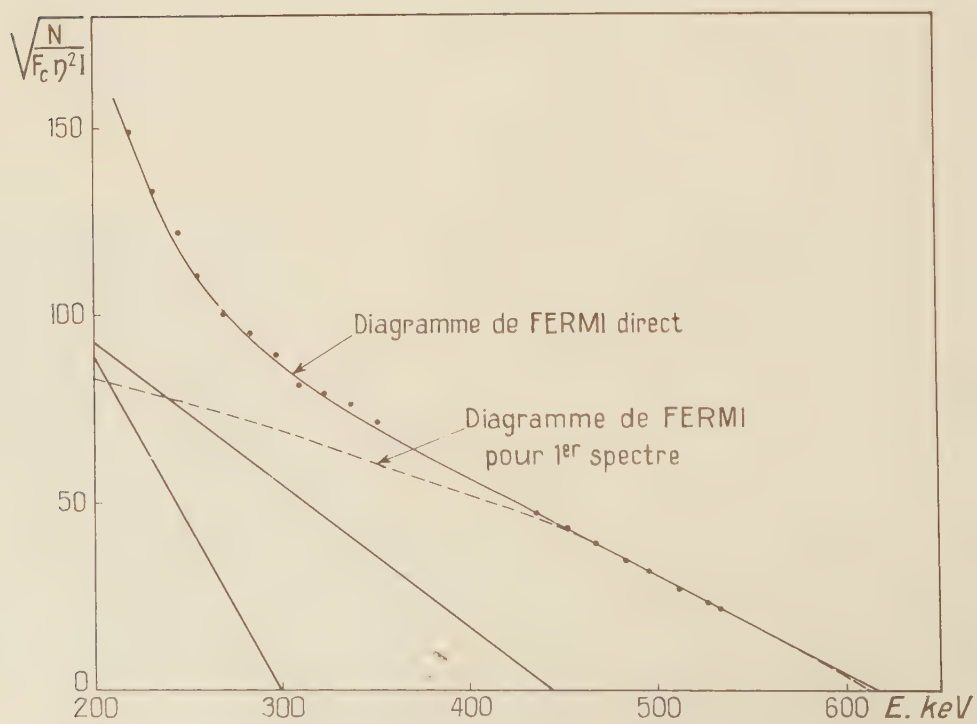
Auteur	Spectre β^- Energie en keV	Intensité (pour cent)	Rayonnement γ Energie en keV :	Identi- (ce $^-$ conversion interne fication (pe $^-$ photoélectron
K. SIEGBAHN [35]	616	18	35 (ce $^-$)	- 110 (ce $^-$) 175 (ce $^-$ pe $^-$)
	299	49	425 (ce $^-$ pe $^-$)	- 465 (pe $^-$) 601(ce $^-$ pe $^-$) 637(pe $^-$)
	128	33		
B. KERN [36]	621	33	110 (ce $^-$)	- 125 (ce $^-$) 174(ce $^-$ pe $^-$)
	288	66	431 (ce $^-$ pe $^-$)	- 466 (pe $^-$) 609(ce $^-$ pe $^-$) 646(pe $^-$)

une valeur de log ft = 9,4 compatible avec une transition (2, oui) mais sa forme d'après les résultats publiés, correspond à une transition permise, ce qui est en désaccord avec les prévisions $g \frac{7}{2}$, $h \frac{11}{2}$.

(1) Travail fait à Stockholm. J. MOREAU [34].



- Fig. 49 -



- Fig. 50 -

Il était donc intéressant d'étudier la désintégration de $^{125}_{51}\text{Sb}$ par une méthode de coïncidence pour prouver que le spectre de 616 keV aboutissait bien à $^{125}_{52}\text{Te}^*$ (58 j) et, d'autre part, pour voir si la forme de ce spectre n'était pas modifiée par la présence d'un autre spectre peu intense.

SPECTRE β

La figure 49 donne le spectre continu β d'une source de $^{125}_{51}\text{Sb}$ préparée suivant la méthode décrite par W. FORSLING. Les deux raies intenses appartiennent à $^{125}_{52}\text{Te}^*$ provenant de la désintégration de $^{125}_{51}\text{Sb}$ (ce tellure n'ayant pas été chimiquement séparé). Ce spectre est identique à celui publié par B. KERN, MITCHELL et ZAFFARANO. Les énergies des rayons γ obtenus à partir des raies de conversion interne sont en accord avec les valeurs connues ; un diagramme de FERMI (fig. 50) a été calculé.

SPECTRE γ

Un spectre γ (fig. 51) a été obtenu à l'aide du compteur à scintillations utilisé pour les expériences en coïncidence : un premier pic correspond au γ de 175 keV, le suivant, aux deux rayons γ non séparés d'énergie 425-465 keV et le dernier, au groupe de deux rayons γ également non séparés d'énergie 601-637 keV ; les valeurs des énergies des rayons γ n'ont pas été déterminées à nouveau, nous adoptons celle de K. SIEGBAHN.

COINCIDENCE $\beta\gamma$

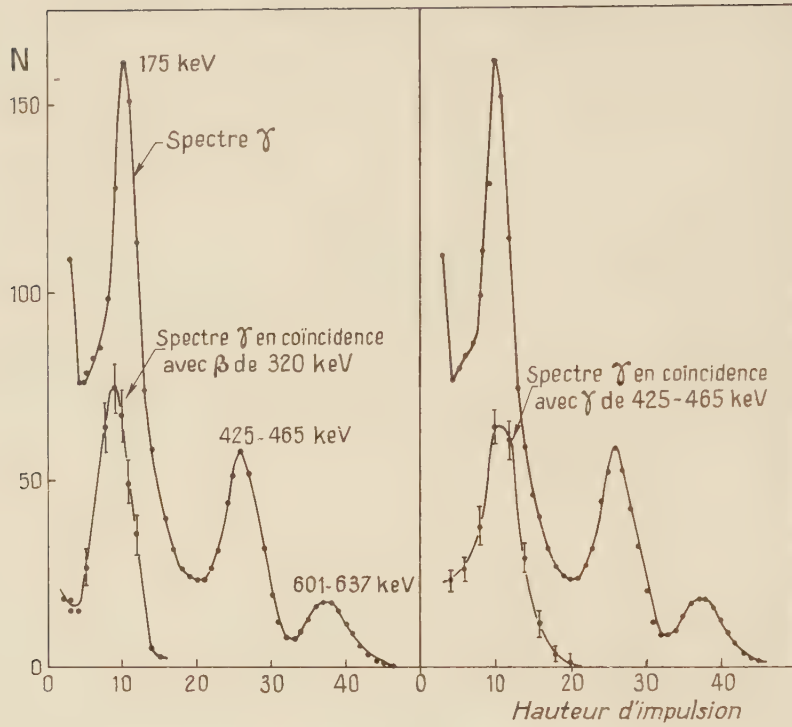
1°) Les coïncidences entre particules β et l'ensemble du rayonnement γ (seuil de discrimination pratiquement nul) ont été étudiées. Un diagramme de FERMI des spectres en coïncidence est représenté (fig. 52).

2°) Les coïncidences entre particules β et les rayons γ d'énergie supérieure à 175 keV ont été étudiées. Un diagramme de FERMI des spectres en coïncidence est représenté (fig. 52).

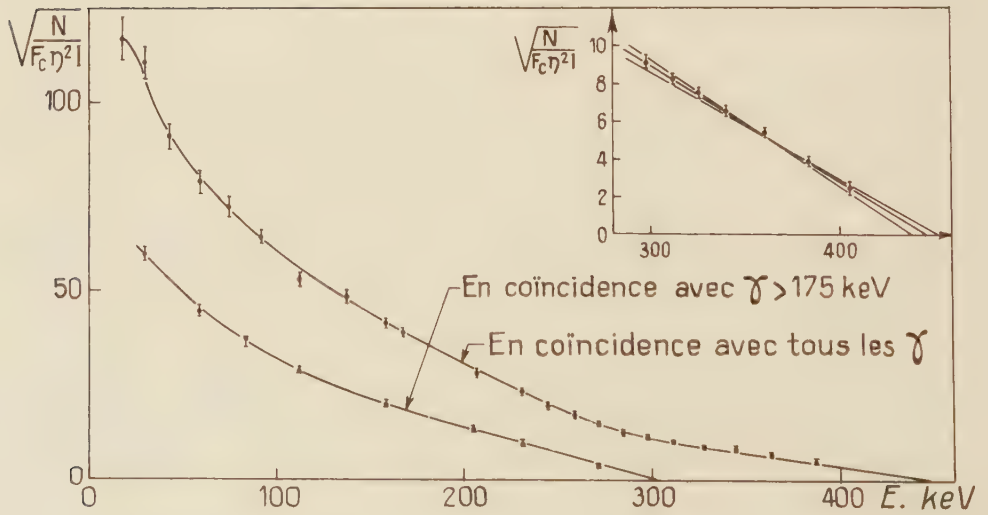
3°) Les coïncidences entre particules β et le rayon γ de 175 keV ont été également étudiées ; un diagramme de FERMI du spectre en coïncidence est représenté (fig. 52).

4°) Les coïncidences entre les rayons γ et les particules β d'énergie 320 keV ont été étudiées ; le spectre du rayonnement γ en coïncidence est représenté (fig. 51).

5°) Les coïncidences entre particules β et les rayons γ d'énergie supérieure à 465 keV ont été étudiées, mais les très faibles taux de comptage obtenus



- Fig. 51 -



- Fig. 52 -

n'ont pas permis d'obtenir un diagramme de FERMI des spectres en coïncidence.

D'après l'examen des droites de FERMI, nous pouvons conclure :

a) le spectre connu d'énergie maximum 616 keV conduit à l'état fondamental ou métastable du tellure puisqu'il n'apparaît pas en coïncidence avec le rayonnement γ ;

b) un nouveau spectre d'énergie maximum 444 ± 6 keV a été mis en évidence. Il est en coïncidence avec les γ de 175 keV (fig. 51) ;

c) le spectre connu d'énergie maximum 300 keV est en coïncidence avec au moins un des rayons γ d'énergie 425-465 keV ;

d) le spectre à basse énergie (environ 125 keV) est en coïncidence avec au moins un des rayons γ d'énergie 601-637 keV.

COINCIDENCE $\gamma\gamma$

Les coïncidences entre les différents rayons γ ont été recherchées en employant 2 compteurs à scintillations (cristaux INa (Tl) et tubes E.M.I. 6 260).

Des coïncidences ont été trouvées entre les rayons γ d'énergie 425-465 keV et des rayons γ d'énergie 175 keV (fig. 51).

COINCIDENCE $e^-\gamma$

1°) Les coïncidences entre les électrons de conversion interne d'un rayon γ d'énergie 175 keV et l'ensemble des rayons γ ont été recherchées : seule, une très faible fraction de la raie de conversion interne peut être en coïncidence avec l'ensemble des rayons γ .

2°) Les coïncidences entre les électrons de conversion interne du rayon γ d'énergie 425 keV et l'ensemble des rayons γ ont été recherchées : seule également, une faible fraction de la raie de conversion interne peut être en coïncidence avec l'ensemble des rayons γ .

RESULTATS - SCHEMA DE DESINTEGRATION -

La forme du diagramme de FERMI du spectre le plus énergétique obtenu directement, qu'on ne peut étudier qu'entre 440 et 616 keV, ne permet pas de conclure s'il s'agit d'une transition de forme α ($\Delta I = 2$, oui) ou de forme permise. Dans une aussi faible étendue en énergie, il n'est pas possible, avec le pouvoir séparateur utilisé, de mettre en évidence la courbure caractéristique du diagramme de FERMI d'une telle transition interdite. Entre 300 et 616 keV, le diagramme de FERMI apparaît linéaire, mais les mesures de coïncidence indiquent l'existence

du second spectre et son intensité relative est connue, car l'efficacité totale du compteur à scintillations a été déterminée avec le γ de $^{71}_{33}\text{As}$ [37], d'énergie très voisine de 175 keV.

Une nouvelle décomposition du spectre direct doit donc être faite en retranchant le nouveau spectre et l'on obtient alors, pour le spectre énergétique, la forme interdite caractéristique, dont le diagramme de FERMÍ peut être rendu linéaire en appliquant le coefficient de correction $C_1^2 = p^2 + q^2$.

Cette nouvelle décomposition donne quatre spectres dont les énergies limites, les intensités et les valeurs de $\log ft$ sont reportées dans le tableau II. Les

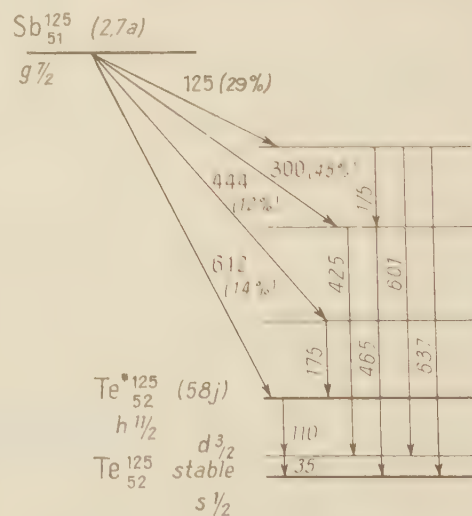
TABLEAU II

Spectres β	Energie limite (en keV)	Intensité (pour cent)	$\log ft$
1	612	14	9,4
2	444	12	9,1
3	300	45	7,8
4	125	20	6,9

valeurs de l'énergie limite et de l'intensité du quatrième spectre sont assez imprécises, car la présence des raies du tellure et la diffusion due à l'épaisseur de la source ne permettent qu'une très mauvaise décomposition vers cette énergie.

Il est nécessaire, pour proposer un schéma de désintégration en accord avec les mesures antérieures sur $^{125}_{52}\text{Sb}$ et ces dernières mesures, d'admettre l'existence de deux rayons γ d'énergie voisine de 175 keV. Cependant, une comparaison entre les taux de comptage en coïncidence $\beta\gamma$ et $\gamma\gamma$ permet aussi d'établir que le rayon γ en coïncidence avec le groupe 425-465 keV est assez peu intense.

WIEDENBECK [38] a montré récemment que la totalité, ou en tout cas une grande partie du rayonnement de 175 keV, n'était pas en coïncidence avec le groupe 425-465 keV.



- Fig. 53 -

La nouvelle décomposition du spectre total de $^{125}_{51}\text{Sb}$ a donc conduit pour le premier spectre, en accord avec sa valeur de $\log ft$, à une forme de première interdiction ($\Delta I = 2$) qui confirme les états $g \frac{7}{2}$ de $^{125}_{51}\text{Sb}$ et $h \frac{11}{2}$ de $^{125}_{52}\text{Te}$. Les diverses expériences de coïncidence ont conduit au schéma de désintégration de la figure 53.

CONCLUSION

Les appareils qui ont été réalisés permettent d'aborder un grand nombre de problèmes de spectrométrie nucléaire. Nous avons montré que les deux spectromètres ont des champs d'application très différents qui se complètent.

Le spectromètre solénoïdal permet la détermination des énergies limites des spectres β et de leur forme ; il permet aussi la détermination des coefficients de conversion interne et des rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ et il est particulièrement désigné pour la détermination précise des énergies des rayons γ par effet photoélectrique.

Le double spectromètre à coïncidence a été conçu pour obtenir une bonne efficacité en coïncidence : en effet, la somme des angles solides utilisés d'émission β et γ est assez peu inférieure à 4π stéradians. Pour obtenir cette efficacité, on a dû sacrifier un peu la résolution qui est inférieure à celle obtenue au spectromètre solénoïdal pour une même luminosité. C'est assez compréhensible puisqu'il s'agit d'un appareil avec fer qui n'a pas la symétrie de révolution.

Chacun des éléments du spectromètre double peut aussi être adapté à l'étude des corrélations angulaires $\beta\gamma$ et $e^-\gamma$. Dans cet emploi, il est supérieur aux lentilles magnétiques minces utilisées jusqu'ici.

Le double spectromètre permet aussi l'étude des coïncidences e^-e^- , $e^-\beta$ d'une façon équivalente à une double lentille : on peut également envisager une adaptation pour l'étude des corrélations angulaires e^-e^- , $e^-\beta$.

Nous avons montré sur le radioisotope $^{76}_{33}\text{As}$ l'utilisation des résultats de spectrométrie directe et en coïncidence à l'établissement des schémas de désintégration et à la détermination des moments angulaires et parités des niveaux.

La forme permise du deuxième spectre de $^{122}_{51}\text{Sb}$ a été prouvée par une mesure précise en coïncidence ; des expériences de corrélation angulaire différentielle entre ce spectre et le γ de désexcitation ont également été faites.

L'étude des rayonnements émis par $^{124}_{51}\text{Sb}$ a permis de confirmer, en particulier, les hypothèses les plus récentes sur le moment angulaire et la parité du niveau de 603 keV.

Les expériences de spectrométrie en coïncidence sur le radioélément $^{125}_{51}\text{Sb}$ ont permis de mettre en évidence une nouvelle transition, et nous avons montré qu'étant donné l'énergie et l'intensité de cette transition, les expériences de spectrométrie directe n'avaient que très peu de chance de la révéler.

Manuscrit reçu le 2 mai 1955

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. CHADWICK - Verh.d.D.Phys. Ges. 1914, 16, p.383
- [2] E. FERMI - Zeits. f. Physik, 1934, 88, 161
- [3] G. PERSICO et C. GEOFFRION
- Rev. Sc. Inst., 1950, 21, 945
- [4] P. HUBERT - J. Rech. C.N.R.S., 1947, 3, p.165
- [5] J. SURUGUE - Ann. Phys., 1937, 8, 484
- [6] P. BRETONNEAU, J. MOREAU
- J. Phys. Radium, 1953, 14, 25
- [7] J.W. DuMOND - Phys. Rev., 1952, 88, 775
- [8] H. AGNEW, H. ANDERSON
- Rev. Sci. Inst., 1949, 20, 869
- [9] M. DEUTSCH - Phys. Rev., 1951, 83, 1202
- [10] H. SLÄTIS, K. SIEGBAHN
- Phys. Rev., 1949, 75, 1955
- [11] S. KOFOED-HANSEN, J. LINDHARD, O.B. NIELSEN
- Det. KGL Danske, 1950, B25, n°16
- [12] J. PAGES, R. WAHL
- J. Phys. Radium, 1954, 15, 94A
- [13] R. WAHL - J. Phys. Radium, 1951, 12, 67A
- [14] G. LEVI et L. PAPINEAU
- C.R. Acad. Sci., 1954, 238, 2313
- [15] E. AMALDI et coll.
- Proc. r. Soc., 1935, A 149, 522
- [16] P. MARTY, H. LABERRIGUE, H. LANGEVIN
- C.R. Acad. Sci., 1949, 228, 1722
- [17] P. HUBERT - Ann. Phys., 1953, 8662 (Thèse)
- [18] J. LONGMIRE, H. BROWN
- Phys. Rev., 1949, 75, 264 et 1102

- [19] O. KOFOED-HANSEN, A. WINTHER
- Phys. Rev., 1952, 86, 428
- [20] H.M. MAHMOUD, E.J. KONOPINSKI
- Phys. Rev., 1952, 88, 1266
- [21] A.C.G. MITCHELL, L.M. LANGER, P.W. McDANIEL
- Phys. Rev., 1940, 57, 1107
- [22] L. MILLER, L. CURTISS
- Phys. Rev., 1946, 70, 983
- [23] W. RALL, R. WILKINSON
- Phys. Rev., 1947, 71, 320
- [24] C. MANDEVILLE, M. SCHERB
- Phys. Rev., 1948, 73, 340
- [25] J.M. CORK, M.K. BRICE, G.D. HICKMANN, L.C. SCHMID
- Phys. Rev., 1954, 93, 1059
- [26] P.A. MACKLIN, L.I. LIDOFKY, C.S. WU
- Phys. Rev., 1951, 82, 334
- [27] P. BARREAU, P. LEGER, J. MOREAU, P. PRUGNE
- J. Phys. Radium, 1954, 15, 4A
- [28] M. GLAUBMANN, F. METZGER
- Phys. Rev., 1952, 87, 203
- [29] I. SHAKNOV
- Phys. Rev., 1951, 82, 333A
- [30] A.C.G. MITCHELL, B.D. KERN, D.J. ZAFFARANO
- Phys. Rev., 1948, 73, 1142
- [31] L.M. LANGER, R.D. MOFFAT, H.C. PRICE
- Phys. Rev., 1950, 79, 808
- [32] L.M. LANGER, N.H. LAZAR, R.D. MOFFAT
- Phys. Rev., 1953, 91, 338
- [33] N.H. LAZAR
- Phys. Rev., 1954, 95, 292
- [34] J. MOREAU
- Ark. Fysik, 1953, B7, n°30, 391
- [35] K. SIEGBAHN, W. FORSLING
- Ark. Fysik, 1949, B1, n°24, 505
- [36] B. KERN, A. MITCHELL, D. ZAFFARANO
- Phys. Rev., 1949, 76, 94
- [37] S. THULIN, J. MOREAU, H. ATTERLING
- Ark. Fysik, 1954, B8, n°22, 219
- [38] D.C. LU, W.H. KELLY, M.L. WIEDENBERCK
- Phys. Rev., 1954, 95, 121

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - Rappels théoriques sur la focalisation dans un champ magnétique uniforme	5
CHAPITRE II - Réalisation d'un spectromètre à champ magné- tique uniforme	11
CHAPITRE III - Spectrométrie en coïncidence	17
CHAPITRE IV - Spectromètre à secteur magnétique (champ en $\frac{1}{r}$)	21
CHAPITRE V - Réalisation d'un double spectromètre à coïn- cidence	29
CHAPITRE VI - Possibilités du double spectromètre	37
CHAPITRE VII - Rappels théoriques de radioactivité β	49
CHAPITRE VIII - Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$	56
CHAPITRE IX - Etude de $^{124}_{51}\text{Sb}$	65
CHAPITRE X - Etude de $^{125}_{51}\text{Sb}$	73
CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	81

DEUXIÈME THÈSE.

Propositions données par la Faculté :

TRAVAUX RECENTS FAITS AVEC LES SPECTROMETRES
DE NEUTRONS A HAUTE RESOLUTION

Vu et approuvé :
Paris, le 3 juin 1955
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS.

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du Candidat : MOREAU

Prénom : Jean

Date de soutenance : 8 juin 1955

Numéro d'ordre : Série A, 686. N° 710

MOREAU (Jean). -

Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence. Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 83 p., fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1955, Série A, 686, n° 710

MOREAU (Jean). -

Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence. Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 83 p., fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1955, Série A, 686, n° 710

MOREAU (Jean). -

Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence. Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 83 p., fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1955, Série A, 686, n° 710

MOREAU (Jean). -

Réalisation d'un spectromètre β solénoïdal et d'un double spectromètre β à coïncidence. Etude de $^{122}_{51}\text{Sb}$, $^{124}_{51}\text{Sb}$, $^{125}_{51}\text{Sb}$.

Commissariat à l'Energie atomique, Service de Documentation, 1955, 83 p., fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1955, Série A, 686, n° 710

